HANDBUCH

DER

SPECTROSCOPIE

VON

H. KAYSER UND H. KONEN

PROFESSOR DER PHYSIK AN DER UNIVERSITÄT BONN

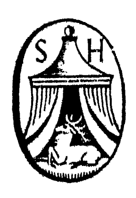
PROFESSOR DER PHYSIK AN DER UNIVERSITÄT BONN

ACHTER BAND

ERSTE LIEFERUNG

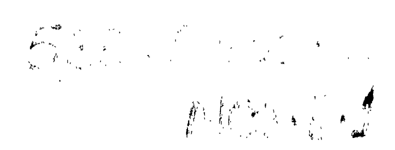
UNTER MITWIRKUNG VON

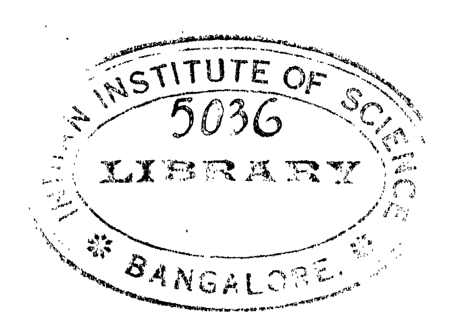
DR. HEDFELD, DR. HESE, DR. SCHEIB,
DR. JOHANN, Frl. DR. VON MATHES



VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG · 1932







PRINTED IN GERMANY

DRUCK VON AUGUST PRIES IN LEIPZIG

Begleitwort

In dem Begleitwort zur zweiten Lieferung von Band VII dieses Handbuches haben wir bereits auf die äußeren und inneren Schwierigkeiten hingewiesen, die sich einer schnellen Fortführung der die einzelnen Spektra behandelnden Teile des Handbuches in der gleichen Weise, wie es noch bei den Bänden 5 und 6 möglich war, entgegenstellen. Ja es ist sogar von einigen Kritikern die Möglichkeit bezweifelt worden, überhaupt auf einem dem bisherigen Verfahren ähnlichen Wege mit den in immer größerem Umfange sich ausbreitenden Fortschritten der speziellen Spektroskopie Schritt zu halten. Auf der andern Seite wird einmütig der Bedarf nach einem Nachschlagewerk bejaht, das in handlicher Weise die erdrückende Fülle der Einzelergebnisse sichert, ordnet und die Literatur zusammenfaßt. In konsequenter Verfolgung des im Begleitwort von Band 7 angedeuteten Planes bringen wir mit diesem Teilstück von Band 8, mit dem die Reihenfolge der chemischen Elemente in alphabetischer Ordnung neu beginnt, eine Fortsetzung, in der die Elemente Silber bis einschließlich Kupfer weitergeführt werden, so daß die Literatur bis etwa Anfang 1932 berücksichtigt ist. Die Annäherung an die Gegenwart wird damit so weit geführt, wie es praktisch möglich sein dürfte. Das nächste Heft, welches bereits in Arbeit ist und dessen Erscheinen auf jede Weise beschleunigt werden wird, beginnt mit den Elementen vom Buchstaben J an und führt Band 7 weiter. So wird fortgefahren, bis der gesamte Kreis der Elemente wieder mit möglichster Annäherung an die Gegenwart dargestellt sein wird, im Sinne eines zusammenhängenden und fortlaufenden Nachschlagewerkes.

Nach mannigfachen Versuchen haben wir uns entschlossen, indem wir zugleich damit einer Anregung der Kritik entgegenkommen, bei der Bezeichnung der Terme wie der einzelnen Linien grundsätzlich die moderne Bezeichnungsweise anzuwenden. Freilich ist dies zur Zeit noch gar nicht in vollkommen konsequenter Weise möglich, weil die Anwendung der modernen Terminologie durch die einzelnen Autoren vielfach ganz verschieden, ja von dem gleichen Autor oft in wechselnder Weise geschieht. Eine Übersetzung in die adoptierte Terminologie ist aber in vielen Fällen gar nicht ohne eine neue Untersuchung des betr. Spektrums möglich, die schon aus Gründen des Zeitaufwandes nicht allgemein für das Handbuch auszuführen war und nicht in ein Handbuch gehört, welches die vorliegenden Ergebnisse sammeln soll. In solchen Fällen bringen wir unter genauer Quellenangabe die Originalbezifferung des betreffenden Autors. Was von den Linienspektren gesagt ist, gilt natürlich auch in entsprechender Weise von den Bandenspektren.

An Wellenlängentabellen werden in der Regel nur solche gebracht, die auf Messungen beruhen, die seit dem Erscheinen der beiden ersten Teile von Band 7 ausgeführt worden sind. Die Bände 5, 6 und 7 sind daher in der Regel neben Band 8 zu benutzen, wie auch die Literatur für jedes Element fortlaufend numeriert ist. In einzelnen Fällen, in denen es um den gesetzmäßigen Aufbau eines Spektrums geht, mußten

Wellenlängentabellen benutzt werden, die von den betreffenden Autoren aus anderen Messungen, oft mit einer gewissen Willkür zusammengestellt sind. Bei dieser Gelegenheit kann es dann auch vorkommen, daß Linien aus dem Fraunhoferschen Spektrum mit verwendet worden sind, die wir sonst grundsätzlich ausgeschlossen haben. Im Texte ist in solchen Fällen jedesmal auf die Sachlage hingewiesen und der Leser wird gewarnt. Register und Übersichten über Bezifferungen usw. werden am Schluß der Bände 7 und 8 gebracht werden. Es sei noch bemerkt, daß wir uns bemüht haben, den Gesamtbereich der Wellenlängen, der bisher erforscht ist, möglichst gleichmäßig zu berücksichtigen, damit also auch den Bereich der Röntgenspektren.

Wie bisher ist die astrophysikalische Literatur nur in Sonderfällen herangezogen. Der Ramaneffekt ist nur insoweit berücksichtigt, als er zu den einfacheren Spektren in unmittelbarer Beziehung steht, nicht jedoch in seiner ungeheuren Weite, namentlich auf dem Gebiete der organischen Verbindungen.

Wie in den vorhergehenden Teilen der speziellen Spektroskopie haben wir uns bemüht, die bisherige Homogenität, die in den Personen der Verfasser und ihrer jahrzehntelangen Zusammenarbeit gesichert ist, zu bewahren. Wir glauben, daß es dem nicht widerspricht, wenn wir uns für die Fortsetzung der Bände 8 und 7 der Mitarbeit von Bonner Physikern versichert haben, die mit uns in täglichem Gedankenaustausch und Zusammenarbeit stehen, und denen wir an dieser Stelle für ihre selbstlose und hingebende Arbeit aufs wärmste danken. Es sind dies die Herren: Dr. Hedfeld, Dr. Hese, Dr. Scheib, Dr. Johann und Fräulein Dr. von Mathes, sämtlich Assistenten am hiesigen Physikalischen Institut; außerdem hat Dr. Slevogt bei einem Elemente (Kobalt) mitgearbeitet.

Wenn vielleicht hier und da der einheitliche Charakter des Werkes durch die Zusammenarbeit einmal beeinträchtigt erscheint, so glauben wir, daß der Vorteil doch weit überwiegt, der in der schnelleren Fortführung bis zur Gegenwart gefunden werden muß, und in dem Umstand, daß die Mitarbeiter in verschiedene Abschnitte der Spektroskopie besonders eingearbeitet sind, während ein Einzelner heute kaum mehr alle Teile gleichmäßig beherrschen kann.

Wir haben getan, was möglich war, um Druckfehler und Irrtümer in der Übertragung zu vermeiden, sind uns indessen bewußt, daß vieles unerreicht geblieben ist. Um so mehr würden wir den Fachgenossen danken, die uns auf Fehler aufmerksam machen, wie wir ebenso denjenigen danken, die uns durch die Überlassung von Sonderdrucken oft schwer zugänglicher Arbeiten unterstützen.

Bonn, im September 1932.

H. Kayser. H. Konen.

Inhalt

Silber — Aluminium — Argon — Arsen — Gold — Bor — Barium — Beryllium — Wismut — Brom — Kohlenstoff — Calcium — Cadmium — Cer — Chlor — Kobalt — Chrom — Caesium — Kupfer.



Silber (Ag^{107}, Ag^{109} = 107.880, Z = 47).

Literatur.

1. Nachtrag.

[127] E. et L. Bloch, Soc. franç. de phys. **61** p. 3—5 (1914).

[128] T. Takamine and Shigaharu Nitta, The spark and the vacuum arc spectra of some metals in the extreme ultraviolet. Mem. Coll. Kyoto **2** p. 117—135 (1917).

[129] L. et E. Bloch, Sur quelques nouveaux spectres d'étincelle dans l'ultraviolet extrême. C. R. **170** p. 320—322 (1920).

2. Fortsetzung.

[130] J. C. McLennan, J. F. T. Young and H. J. C. Ireton, Arc spectra in vacuo and spark spectra in helium of various elements. Proc. Roy. Soc. A **98** p. 95—108 (1920).

[130a] R. A. Millikan, The extension of the ultraviolet spectrum. Astroph. J. **52** p. 47—64 (1920).

[131] L. et E. Bloch, Spectres d'étincelle dans l'ultraviolet extrême. J. de phys. et le Rad. (6) **2** p. 229—257 (1921).

[132] B. C. Moore, Excitation stages in open arc light spectra: Part. II, silver, bismuth, cadmium, zinc and copper. Astrophys. J. **54** p. 246—272 (1921).

[133] O. B. Overn, An absolute scale of X-ray wave-lengths. Phys. Rev. (2) **18** p. 350—355 (1921).

[134] M. Siegbahn, Bericht über die letzte Entwicklung der Röntgenspektroskopie. Jb. Radioakt. **18** p. 246—292 (1921).

[135] A. Campetti e H. Corsi, Sugli spettri di scientilla mediante la fiamma. N. Cim. (6) **43** p. 117—127 (1922).

[136] J. Cario, Über die Entstehung wahrer Lichtabsorption und scheinbare Koppelung von Quantensprüngen. Zs. f. Phys. **10** p. 185—199 (1922).

[137] D. Coster, On the spectra of X-rays and the theory of atomic structure. Phil. Mag. (6) **43** p. 1070—1107 (1922). Ib. (6) **44** p. 546—573 (1922).

[138] L. et E. Bloch, Spectres d'étincelle dans l'eau. J. de phys. et le Rad. (6) **3** p. 309—325 (1922); C. R. **174** p. 1456—1457 (1922).

[139] W. Grotrian, Die Absorptionsspektra einiger Metalldämpfe. Zs. f. Phys. **18** p. 169—182 (1923).

[140] M. Kimura and J. Takamine, The broadening of spectral lines caused by increasing current density and their Stark-effects. Jap. J. Phys. **2** p. 61—75 (1923).

[141] T. Royds, The effect on wave-length in arc spectra of introducing various substances into the arc. Kodaik. Bull. **73** p. 53—61 (1923).

[142] A. G. Shenstone, Ionisation potentials of oxygen and silver. Nat. **112** p. 100 (1923).

[143] Emory Carl Unnewehr, An experimental investigation on the energy of the characteristic K-radiation from certain metals. Phys. Rev. (2) **22** p. 525—528 (1923).

[143a] A. Dauvillier, Mesures préliminaires d'intensité dans les spectres de haute fréquence des éléments. C. R. **178** p. 1522—1524 (1924).

[144] E. O. Hulburt, The ultraviolet absorption spectra of the spark in water between metallic electrodes. Phys. Rev. (2) **23** p. 108—109 (1924); **24** p. 129—131 (1924).

[145] M. Kimura and G. Nakamura, A classification of enhanced lines of various elements. Jap. J. phys. **3** p. 197—215 (1924).

[146] K. Lang, Messungen von Röntgennormalen. Ann. d. Phys. (4) **75** p. 489—512 (1924).

[147] H. Lowery, Pole lines in the interrupted arc spectra of silver, gold and copper. Phil. Mag. (6) **48** p. 1122—1131 (1924).

[148] H. Nagaoka and Y. Sugiura, Distribution of electric field in metal arcs of silver, copper... Jap. J. Phys. **3** p. 47—73 (1924).

[149] A. G. Shenstone, Low-voltage arc spectra of copper and silver. Nat. **114** p. 501 (1924).

[150] Ernest Bengtsson et Erik Svensson, Sur les conditions d'apparition et la structure des bandes de l'argent λ 3330 et λ 3358. C. R. **180** p. 274—276 (1925).

[151] L. et E. Bloch, Nouvelles recherches sur quelques spectres d'étincelle dans la région de Schumann. J. de Phys. (6) **6** p. 154—165 (1925).

*[152] M. C. W. Buffam and H. J. C. Ireton, Das Unterwasser-Funkenspektrum einer Anzahl Elemente. Trans Roy. Soc. Canada (3) **19** p. 113—118 (1925). — Ref. Phys. Ber. **7** p. 967 (1926).

[153] J. Holtsmark and B. Trumpy, Über die Verbreiterung der Spektrallinien. Zs. f. Phys. **31** p. 803—812 (1925).

[154] Arvid Leide, Recherches sur la série K des rayons X. C. R. **180** p. 1203—1204 (1925).

[155] A. Leide, Experimentelle Untersuchungen über Röntgenspektra. K Serie. Diss. Lund (1925).

[156] J. C. McLennan and A. B. McLay, Absorption spectra of various elements. Trans. Roy. Soc. Canada (3) **19** Sect. III p. 89—111 (1925).

[157] J. C. McLennan and A. B. McLay, On the series spectrum of gold. Proc. Roy. Soc. A, **108** p. 571—582 (1925).

[158] A. G. Shenstone, The arc spectra of silver and copper. Phil. Mag. (6) **49** p. 951—962 (1925).

[159] R. V. Zumstein, The absorption spectra of copper, silver and gold vapors in the ultraviolet. Phys. Rev. (2) **25** p. 523—526 (1925).

[160] C. S. Beals, Regularities in the spectrum of ionized silver. Phil. Mag. (7) **2** p. 771—777 (1926).

[161] D. Coster und E. P. Mulder, Über die Röntgenniveaus der Elemente Cu (29) bis La (57). Zs. f. Phys. **38** p. 264—279 (1926).

[162] W. M. Hicks, The analysis of the copper spectrum. Phil. Mag. (7) **2** p. 194—236 (1926).

[163] T. Hori, On the absorption spectra produced by the explosion of various elements. Sc. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. **4** p. 59—78 (1926).

[164] E. Hulthén and R. V. Zumstein, The absorption spectra of some hydride compounds in the ultraviolet. Phys. Rev. (2) **28** p. 13—24 (1926).

[165] Arvid Leide, Messungen in der K-Serie der Röntgenspektra. Zs. f. Phys. **39** p. 686—710 (1926).

[166] J. C. McLennan and A. B. McLay, On the structure of the first spark spectrum of silver. Trans. Roy. Soc. Canada (3) **22**, Sect. III p. 1—13 (1926).

[167] George D. Van Dyke and George A. Lindsay, The L X-ray absorption edges of Sn (50), Zn (49)... Phys. Rev. (2) **30** p. 562—566 (1927).

[168] W. Ehrenberg und G. von Susich, Über die natürliche Breite der Röntgenemissionslinien II. Zs. f. Phys. **42** p. 823—831 (1927).

[169] J. Franck und H. Kuhn, Über ein Absorptions- und ein Fluoreszenzspektrum von Silberjodidmolekülen... Zs. f. Phys. **43** p. 164—171 (1927). — Ib. **44** p. 607 (1927).

[170] Yoshio Fujioka and Sunao Nakamura, Stark effect for the spectra of silver, copper and gold. Sc. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. **7** p. 263—276 (1927).

[171] M. Fukuda, Reversed spectra of metals produced by explosion under increased pressure. Sc. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. **6** p. 1—47 (1927).

[172] Axel Jönsson, Beitrag zur Kenntnis der Intensitäten der L-Röntgenreihe. Zs. f. Phys. **41** p. 221—229 (1927).

[173] Gunnar Kellström, Präzisionsmessungen in der K-Serie der Elemente Palladium und Silber. Zs. f. Phys. **41** p. 516—523 (1927).

[174] Gunnar Kellström, Die L-Absorptionssprünge des Silbers. Zs. f. Phys. **44** p. 269—278 (1927).

[175] K. Majumdar, Regularities in the spark spectrum of silver. Nat. **120** p. 918 (1927).

[176] Hantaro Nagaoka, Daizo Nukiyama and Tetsugaro Futagami, Instantaneous spectrograms of copper, silver and gold. Proc. Imp. Acad. Tokyo **3** p. 319—323 (1927).

[177] D. Nasledow und P. Scharowsky, Die Abhängigkeit der Intensität der Röntgenspektrallinien von der Zahl der Kathodenelektronen. Zs. f. Phys. **42** p. 870—882 (1927).

[178] William W. Watson and B. Perkins jr., Zeeman effect in the band spectra of AgH, AlH, ZnH and MgH. Phys. Rev. (2) **30** p. 592—597 (1927).

[179] Bergen Dawis and H. Purks, Effect of chemical combination on the structure of the K-absorption limit of silver and molybdenium. Phys. Rev. (2) **31** p. 1119 (1928).

[180] M. J. Druyvesteyn, Het Röntgenspectrum van de tweede soort. Diss. Groningen (1928).

[181] F. Enger, Präzisionsmessungen in der K-Serie des Elementes Rhodium. Zs. f. Phys. **46** p. 826—832 (1928).

[182] R. C. Gibbs and H. E. White, Doublets and quartets of doubly ionized silver (Ag III). Phys. Rev. (2) **32** p. 318—319 (1928).

[183] Axel Jönsson, Weiteres über Intensitätsverhältnisse in der L-Röntgenreihe. Zs. f. Phys. **46** p. 383 (1928).

[184] Wladislaw Kapuscinski, Sur le rayonnement de résonance de la vapeur d'argent (Note préliminaire). Bull. int. Acad. Polon. A **1928** p. 284—286 (1929).

[185] F. Löwe, Atlas der letzten Linien der wichtigsten Elemente. Verl. Steinkopff, Dresden und Leipzig (1928).

[186] K. Majumdar, On the spark spectrum of silver. Indian J. of Phys. **2** p. 257—266 (1928).

[187] A. G. Shenstone, The spark spectrum of silver (Ag II). Phys. Rev. (2) **31** p. 317—322, 707 (1928).

[188] Ivor Brackhurst, The absorption of X-rays from 0,63 to 2 A. U. Phil. Mag. (7) **7** p. 353 bis 373 (1929).

[188a] H. Fesefeld und Z. Gyulai, Zur Lichtabsorption in Silber- und Kupferhalogenidkristallen. Nachr. Ges. Wiss. Göttingen math. phys. Kl. p. 226—230 (1929).

[189] Paul R. Gleason, The reflecting power of some substances in the extreme ultraviolet. Proc. Nat. Acad. **15** p. 551—558 (1929).

[190] R. G. Loyarte und A. F. Williams, Über die Absorptionsspektren der Dämpfe des Zinns, Silbers und Mangans zwischen 5500 und 2140 Å. Phys. Zs. **30** p. 68—75 (1929).

[191] F. K. und R. D. Richtmyer, The satellites of the X-ray lines. Phys. Rev. (2) **34** p. 574 bis 581 (1929).

[192] E. W. H. Selwyn, Arc spectra in the region 1600—2100. Proc. Phys. Soc. London **41** p. 392—402 (1929).

[193] A. G. Shenstone and H. A. Blair, A method for the magnetic analysis of a spectrum of unresolved Zeeman patterns and its application to Ag II. Phil. Mag. (7) **8** p. 765—771 (1929).

[194] R. H. Snyder, Some studies in the Stark effect for the diffuse lines of Silver and Lithium. Phys. Rev. (2) **33** p. 354—361 (1929).

[195] H. C. Webster, The photographic measurement of the relative intensities of $L_{\alpha_1}, \alpha_2, \alpha_3$ lines of silver. Proc. Phys. Soc. London **41** p. 181—191 (1929).

[196] H. C. Webster, Spark satellites of the L_α lines of silver. Proc. Phys. Soc. London **41** p. 192—193 (1929).

[197] H. A. Blair, The spark spectra of silver and palladium. (Ag II and Pd II). Phys. Rev. (2) **36** p. 173—186 (1930).

[198] Brooks A. Brice, Band spectrum of silver chloride. Phys. Rev. (2) **35**, p. 960—972 (1930). — S. auch Phys. Rev. (2) **33** p. 1090 (1929) Abstract, und **34** p. 1227 (1929) Brief.

[199] H. A. Blair, Correction and extension of the series in the silver arc spectrum, Ag I. Phys. Rev. (2) **36** p. 1531—1534 (1930).

[200] W. Gerlach, Ramanspektra von kristallisierten und gelösten Nitratsalzen. Ann. d. Phys. **5**, p. 196—205 (1930).

[201] P. Krishnamurti, The Raman effect in crystall powders of inorganic nitrates. Indian J. of Phys.. **5** p. 1—12 (1930).

[202] P. Krishnamurtii, Raman spectra of crystalline inorganic chlorides. Indian J. of Phys. **5** p. 113—128 (1930).

[203] Heinrich Kuhn, Über die Deutung eines Typus von diffusen Bandenspektren. Zs. f. Phys. **63** p. 458—476 (1930).

[204] Lord Rayleigh, The ultraviolet transmission band of metallic silver, as affected by temperature. Proc. Roy. Soc. A **128** p. 131—133 (1930).

[205] S. Sambursky, Intensitätsanomalien in Multipletts von Silber und Gold. Proc. Amsterdam **33** p. 1025—1027 (1930).

[206] Joseph Valasek, The fine structure of certain X-ray emission lines. Phys. Rev. (2) **36** p. 1523—1530 (1930).

[207] E. Bengtsson, The band spectrum of silver hydride. Nature **127** p. 14 (1931).

[208] E. Bengtsson und E. Olsson, Eine neue Untersuchung über die Banden des Silberhydrids. Zs. f. Phys. **72** p. 163—177 (1931).

[209] Brooks A. Brice, Absorption band spectra of silver bromide and silver iodide vapors. Phys. Rev. (2) **38** p. 658—669 (1931).

[210] R. D'heil, Beitrag zur Seemannschen Schneidenmethode. Diss. Bonn (1931).

[211] S. Frisch, Zur Hyperfeinstruktur in den Spektren einiger Elemente. Zs. f. Phys. **71** p. 89—92 (1931).

[212] R. S. Loyarte und Cl. T. Williams, Los espectros de absorcion de los vapores de Cu, Ag y Au. Estudio de las Ciencias fisicas y matematicas. Vol V p. 393—398 (1931).

[213] R. Mecke, Bandenspektra negativer Ionen. Zs. f. Phys. **72** p. 155—163 (1931).

[214] S. Samburski, Über die Intensitätsverhältnisse der durch innere elektrische Felder erzwungenen Mehrfachübergänge. Zs. f. Phys. **68** p. 774—781 (1931).

[214a] Roy C. Spencer, Study of the shape of the Ag L, Mo K and Cu K lines. Phys. Rev. (2) **38** p. 630—641 (1931).

[215] Wali Mohammad and Prem Nath Sharma, Hyperfine structure of spectrum lines of silver arc in the visible and the ultraviolet regions. Indian J. of Phys. **6** p. 75—80 (1931).

[216] Sechi Kato, On the absorption spectra of salt-solutions. Appendix. The absorption spectra of metallic ions. Sc. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo **15** p. 161—162 (1931).

[217] S. Schubin, Über die Transmissionsbande des Silbers. Zs. f. Phys. **73** p. 273—280 (1931).

[218] A. Terenin, Dissociation fluorescence of Ag I vapour. Physica **10** p. 209—212 (1930).

An neuen Messungen der Silberspektra liegt nur folgendes vor: Lowery [147] sucht „Pollinien“ heraus. Er benutzt einen Silberbogen, dessen unterer Pol feststeht, während der obere beweglich ist. Stellt man Kontakt her, so daß der Bogen sich bildet und zieht dann den oberen Pol schnell in die Höhe, so sind im ersten Moment eine ganze Menge Linien vorhanden, die bei ruhig brennendem Bogen fehlen. Diese nennt er Pollinien. Er unterscheidet unter ihnen noch zwei Klassen der Linien: Zur

Klasse II rechnet er die, welche verschwinden, wenn die Pole 1 mm entfernt sind, während die Linien der Klasse I bis zu 3 mm Abstand bestehen bleiben. Es ist wohl anzunehmen, daß es sich bei diesen Pollinien um höhere Ionisationsstufen handelt. Eine Anzahl der Linien ist schon sonst im Bogen oder Funken beobachtet und hier nimmt Lowery die alten Zahlen, andere mißt er selbst. Die Tab. 1 enthält diese Linien mit der Intensität und der Klasse.

Tabelle 1. Lowery, Pollinien.

4934.9	1	II	4615.82	2	I	4206.8	0	I	3920.10	2	I	3630.6	1	II
4870.2	3	I	14.5	1	II	4182.1	1	II	14.32	4	I	30.09	1	I
43.3	1	I	10.6	1	I	41.6	1	II	07.48	4	I	3580.62	1	I
11.3	3	I	4550.4	1	I	4085.90	1	I	3877.25	1	I	76.2	1	II
4785.5	1	II	48.9	1	I	68.01	3	I	40.80	3	I	60.56	1	II
21.1	1	I	4455.4	1	I	63.6	1	I	29.3	1	I			
4680.4	1	I	4395.94	2	I	12.3	1	II	3766.35	1	I			
77.8	2	I	81.4	1	II	04.75	1	I	28.2	2	I			
50.3	1	I	4298.1	1	I	3985.03	2	I	3683.25	3	I			
20.39	0	I	81.2	1	II	45.6	1	II	49.82	2	I			

Ferner hat Shenstone [158] zwei Linien von Ag I genauer gemessen: 2069.85 und 2061.19, und eine ganze Menge Linien von Ag II zwischen λ 2246 und λ 1932 [187].

Endlich sind bei noch kürzeren Wellenlängen neue Messungen ausgeführt, die aber weit davon entfernt sind, das Spektrum wirklich festzulegen. Takamine und Nitta [128] geben Messungen zwischen λ 1989 und λ 1826, die offenbar sehr unvollständig und ungenau sind. Dann haben McLennan, Young und Ireton [130] die stärksten Linien des Bogens zwischen λ 1888 und λ 1650 gemessen, wohl auch mit Fehlern von mehreren Zehntel Å, und endlich haben die Brüder Bloch wiederholt [127, 129, 131, 151] Messungen im Funkenspektrum veröffentlicht. Es soll hier nur die letzte Publikation [151] berücksichtigt werden, da wohl anzunehmen ist, daß sie die früheren an Genauigkeit übertrifft[1]). Diese kurzwelligen Messungen sind in Tab. 2 vereinigt; sie reicht bis λ 1389. Zu erwähnen ist noch, daß Shenstone [187] drei viel kürzere Wellenlängen angibt, die von White gemessen seien, und die der Tabelle angeschlossen sind.

1) Die Genauigkeit dieser Messungen ist kaum zu schätzen, noch weniger, wie weit Verunreinigungen ausgeschieden sind. Als Beispiel diene folgendes: Bei λ 1760.85 liegt eine Linie von C nach Bowen und Fowler. An dieser Stelle gaben die Brüder Bloch in verschiedenen Arbeiten folgende Linien: 1760.46 Co (5) C?, 60.60 Cr (o), 60.75 Mn (3) C? 60.76 Ag (4) C?, 60.88 Pt (3) C?, 60.97 Cu (2u) C?.

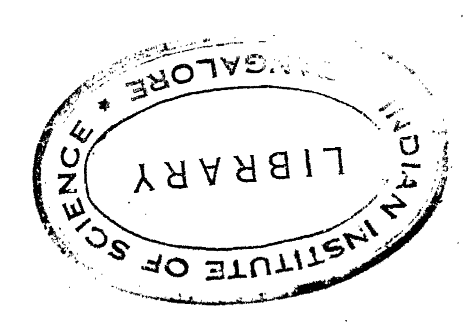


Tabelle 2. Kurze Wellenlängen.

	Bloch [151] λ vac.	Takamine u. Nitta [128] λ Luft	Mc Lennan Young, Ireton [130] λ vac.[1])
1993	—	89.6 1	—
88	—	88.5 1	—
30	—	30.6 2	—
1889	54 5	—	88.7 2
85	20 2u	—	—
82	92 0	—	—
82	37 1	—	—
80	35 5	—	79.3 2
78	56 1	—	—
74	92 3	—	—
73	50 5	—	72.8 4
72	55 4	—	—
70	56 00	—	—
68	07 5	—	—
67	11 5	—	66.9 4
63	41 4	62.7 4	—
60	61 5	—	59.1 2
58	88 5	—	—
54	23 3	52.9 1	55.7 1
50	10 4	48.7 1	—
47	18 4	—	—
40	26 5	—	—
38	87 4	38.6 3	38.9 3
36	33 4	37.0 2	—
34	41 3	—	—
32	55 4	32.6 2	—
29	07 5	30.6 1	28.3 4
28	52 1	—	—
26	91 3	26.3 3	—
24	22 2		—
22	78 4		21.8 1
22	03 00		—
17	12 4		16.1 4
16	63 2		—
15	39 00		—
13	71 00		—
11	04 00		—
09	17 3		—
08	60 5		07.8 4
06	06 0		—
02	52 4		01.4 1
1794	20 4		93.2 2

	Bloch [151]	Mc Lennan [130]
1788	86 00	—
85	85 0	—
84	79 0	—
84	31 0	—
79	04 1	—
74	18 0	—
72	06 4	—
69	07 4	68.2 1
65	97 0	—
64	13 2	—
62	77 2	—
60	76 C? 4	—
58	89 0	—
58	14 2	—
56	12 2	—
55	09 0	—
51	84 C? 3	—
51	14 6	50.5 10
47	94 2	—
47	48 3	—
40	48 1	—
36	52 0	—
28	09 3	27.8 1
26	86 2u	—
22	19 3	21.8 1
18	59 2	—
17	64 2	—
13	64 1	—
12	42 3	—
11	65 1	—
08	71 3	—[2])
06	68 3u	—
04	99 4	—
02	87 1	—
1693	36 6	93.5 8
89	85 2	—
83	34 0	—
80	83 5	80.8 2
80	03 00	—
78	66 00	—
78	11 3	77.8 1
75	67 2u	—

[1]) Stenstone [158] gibt noch die Messung zweier Linien von größerer Wellenlänge: 2069.85 und 2061.19. Dieselben führt Selwyn [192] als Ag I: 2069.86 (4), 2061.19 (4), λ Luft.

[2]) Selwyn gibt noch 1709.33 (0).

	Bloch [151] Funke		McLennan [130]
1674	73	2	—
74	09	4	74.0 3
64	38	00	—
62	50	00	—
60	29	2	—
58	76	00	—
57	69 C?	0	—
56	89 C?	5	57.1 7
56	03 C?	0	—
53	98	1	—
51	61	1	—
50	62	2	50.8 1
50	22	2	—
47	82	00	—
44	43	3	—
42	61	0	—
40	83	00	—
39	96	3	—
39	09	00	—
38	38	00	—
34	45	00	—
36	24	00	—
34	81	1	—
33	00	00	—
32	46	0	—
31	36	0	—
30	71	0	—
28	28	00	—
27	30	2	—
25	35	0u	—
24	10	1	—
22	40	00	—
21	00	0	—
18	88	1	—
18	05	0	—
15	77	2	—
13	99	0	—
12	45	1	—
03	25	4	—
01	42	2	—
01	11	0	—
00	37	1	—
1599	50	0	—
98	49	2u	—
97	60	2	—
97	23	1	—
96	41	0	—
95	58	2	—

	Bloch [151]		McLennan [130]
1595	02	2	—
94	47	3	—
93	61	00	—
92	96	2	—
91	72	4	—
91	28	00	—
90	34	2	—
90	14	00	—
89	57	1	—
88	77	1	—
88	44	2	—
87	64	2	—
87	36	2	—
86	62	3	—
86	26	2	—
85	50	3	—
84	49	1u	—
83	45	1	—
82	68	2	—
82	05	1u	—
81	19	0	—
80	60	00	—
78	77	4	—
78	08	1	—
77	33	3	—
76	85	1	—
76	25	2u	—
75	30	1	—
73	20	00u	—
71	91	3	—
70	94	0	—
70	35	2	—
69	74	2	—
69	00	1	—
68	08	1	—
67	11	0	—
65	97	6	66.6 1
64	18	1	—
61	79	00	—
61	30 C?	1	61.7 8
60	71 C?	1	—
59	32	0u	—
58	13	3	—
56	50	0	—
56	37	0	—
54	65	4	55.3 2
53	67	00	—
52	77	00u	—

	Bloch [151]		McLennan [130]
1552	01	1	—
51	76	0	—
51	32	3	—
50	80 C?	3	—
50	37	0	—
49	08	0	—
48	19 C?	4	—
47	52	00	—
46	21	00	—
44	54	2	—
43	43	00	—
42	48	0u	—
41	14	00	—
40	80	2	40.1 2
39	84	1	
39	38	4	
39	18	1	
38	52	0	
37	96	1	
35	44	2	
34	90	00	
34	20	00	
33	28	00	
32	35	2	
31	70	3	
28	19	1	
27	19	1	
27	04	1	
26	07	00	
25	82	3	
25	48	00	
24	30	00	
22	67	1	
21	71	00	
21	46	00	
20	69	00	
16	71	0	
16	32	00	
16	02	3	
15	44	1	
15	10	3	
13	42	0	
12	66	0	
11	15	0	
10	24	0	
08	96	0 }R?	
08	72	0 }R?	
08	18	2	

	Bloch [151]	
1505	18	1
04	75	3
04	17	0u
03	21	00u
01	80	0u
1499	47	2u
98	22	0
97	55	0
96	27	4
90	26	00
90	05	00
89	36	0
89	04	1
87	92	00
87	35	0
86	88	3
85	79	4
85	05	00
84	55	0
84	09	00

	Bloch [151]	
1483	64	00
83	05	0
81	84 C?	4u
79	72	1
78	63	0
77	13	00
76	81	00
75	84	1
74	38	3
72	60	1
71	43	0
70	41	0
69	69	1
68	83	00
68	20	0
67	41 C?	1u
65	33	0U
64	10	0
61	62	2
60	90	2

	Bloch [151]	
1460	38	1
58	16	2
57	05	3
56	45	1
55	95	0
55	68	1
54	69	00
54	49	1
53	73	0
52	92	00
52	24	00
51	60	1
51	28	0
45	24	5
44	95	1
38	25	1
36	30	0
34	10	2
32	21	1
30	44	0

	Bloch [151]	
1430	25	1
28	10	00
26	34	0
25	32	0
23	00	00u
21	90	00
20	64	1
18	52	2
09	45	2
05	08	2
1392	26	0
89	07	0
H. E. White nach [187]		
1195	87	50
12	46	80
07	05	25

Ag I: Einvalenzelektronensystem mit Achtzehnerschale, gibt Dubletts. Ionisierungsspannung 7,542 Volt ($^2S_{\frac{1}{2}}$), Anregungsspannung 3,647 Volt ($^2S_{\frac{1}{2}} - {}^2P_{\frac{1}{2}}$).

Mit diesem Spektrum beschäftigen sich drei Abhandlungen: Shenstone [158, 149] McLennan und McLay [166], Blair [199]. Die beiden ersten erweitern den Inhalt der Tabellen von Paschen und Fowler kaum; dagegen gelangt Blair etwas weiter. Zuerst benutzt er ohne Erfolg einen Bogen zwischen Silberelektroden; dann aber bemerkt er, daß eine Schülersche Hohlkathode Neues gibt, und macht mit ihr Messungen. Die Nebenserien werden etwas erweitert, einige neue Linien gefunden, einige andere eingeordnet. Zu den 4 Linien der Hauptserie fügt er nichts hinzu, die „Fundamentalserie“ erwähnt er nicht. Es seien die Angaben von Blair, da manche Linien von ihm neu gemessen sind, in Tab. 3 gegeben.

Ag II: Zehnvalenzelektronensystem mit Singuletts und Tripletts. Ionisierungsspannung 21, 9 Volt ($^1S_0$).

Mit diesem Spektrum hat sich zuerst Beals [160] beschäftigt, indem er einige (30) Linien heraussucht, die dazu gehören, Gesetzmäßigkeiten findet und einige Niveaus feststellt. Shenstone [187] hat die Arbeit fortgeführt und wesentlich erweitert. Er photographiert Bogen und Funken, kann so eine große Anzahl Funkenlinien erkennen. Er benutzt aber dafür die Wellenlängen von Exner und Haschek. Nur für die kürzesten Wellenlängen unter λ 2250 führt er eigene Messungen aus: er sagt, Gärtlein habe ihm Messungen aus demselben Gebiet geschickt, die aber von den seinigen um etwa 0,8 in Wellenzahlen abwichen. Das Schema von Beals findet er fast durchweg richtig, kann

Tabelle 3. Ag I nach Blair [199][1]).

Scharfe Nebenserie		Serie	Terme ns^2S beob.	berechn.
8273.73		$5p^2P_{1\frac{1}{2}}^0-6s^2S_{\frac{1}{2}}$	18548.4	18548.5
7688.12		$5p^2P_{\frac{1}{2}}^0-6s^2S_{\frac{1}{2}}$	18548.6	—
4668.50	500	$5p^2P_{1\frac{1}{2}}^0-7s^2S_{\frac{1}{2}}$	9217.3	9217.3
4476.06	500	$5p^2P_{\frac{1}{2}}^0-7s^2S_{\frac{1}{2}}$	9217.3	—
3981.62	30	$5p^2P_{1\frac{1}{2}}^0-8s^2S_{\frac{1}{2}}$	5523.2	5521.7
3840.82	20	$5p^2P_{\frac{1}{2}}^0-8s^2S_{\frac{1}{2}}$	5523.4	—
*3709.30	10	$5p^2P_{1\frac{1}{2}}^0-9s^2S_{\frac{1}{2}}$	3680.2	3680.2
*3586.91	6	$5p^2P_{\frac{1}{2}}^0-9s^2S_{\frac{1}{2}}$	3680.9	—
3569.76		$5p^2P_{1\frac{1}{2}}^0-10s^2S_{\frac{1}{2}}$	2626.4	2626.7
3487.76		$5p^2P_{1\frac{1}{2}}^0-11s^2S_{\frac{1}{2}}$	1968.0	1968.5
3434.65		$5p^2P_{1\frac{1}{2}}^0-12s^2S_{\frac{1}{2}}$	1524.8	1531.3
Diffuse Nebenserie			$nd^2D_{2\frac{1}{2}\cdot1\frac{1}{2}}$	
5471.52		$5p^2P_{1\frac{1}{2}}^0-5d^2D_{1\frac{1}{2}}$	—	—
5465.47		$5p^2P_{1\frac{1}{2}}^0-5d^2D_{2\frac{1}{2}}$	12339.9	—
5209.04		$5p^2P_{\frac{1}{2}}^0-5d^2D_{1\frac{1}{2}}$	12360.0	12360.0
*4212.68	100	$5p^2P_{1\frac{1}{2}}^0-6d^2D_{1\frac{1}{2}}$	—	—
*4210.94	500	$5p^2P_{1\frac{1}{2}}^0-6d^2D_{2\frac{1}{2}}$	6890.5	—
4055.27	200	$5p^2P_{\frac{1}{2}}^0-6d^2D_{1\frac{1}{2}}$	6899.8	6900.3
*3811.79		$5p^2P_{1\frac{1}{2}}^0-7d^2D_{1\frac{1}{2}}$	—	—
*3810.93	5	$5p^2P_{1\frac{1}{2}}^0-7d^2D_{2\frac{1}{2}}$	4398.6	—
*3682.47		$5p^2P_{\frac{1}{2}}^0-7d^2D_{1\frac{1}{2}}$	4404.1	4404.4
*3624.71		$5p^2P_{1\frac{1}{2}}^0-8d^2D_{2\frac{1}{2}}$	3050.9	—
*3508.08		$5p^2P_{\frac{1}{2}}^0-8d^2D_{1\frac{1}{2}}$	3054.6	3054.1
*3521.16		$5p^2P_{1\frac{1}{2}}^0-9d^2D_{2\frac{1}{2}}$	2239.9	—
*3410.78		$5p^2P_{\frac{1}{2}}^0-9d^2D_{1\frac{1}{2}}$	2241.7	2242.7
*3457.10		$5p^2P_{1\frac{1}{2}}^0-10d^2D_{2\frac{1}{2}}$	1713.8	—
*3350.56		$5p^2P_{\frac{1}{2}}^0-10d^2D_{1\frac{1}{2}}$	1714.9	1716.5
*3414.55		$5p^2P_{1\frac{1}{2}}^0-11d^2D_{2\frac{1}{2}}$	1353.4	—
*3310.51		$5p^2P_{\frac{1}{2}}^0-11d^2D_{1\frac{1}{2}}$	1353.9	1356.0
*3282.53		$5p^2P_{\frac{1}{2}}^0-12d^2D_{1\frac{1}{2}}$	1100.5	1098.1
Kombinationen				
*5608.95	4	$5p^2P_{1\frac{1}{2}}-6p^2P_{\frac{1}{2}}$	—	17823.3
*5545.94	25	$5p^2P_{1\frac{1}{2}}-6p^2P_{1\frac{1}{2}}$	—	18026.7
*5333.73	7	$5p^2P_{\frac{1}{2}}-6p^2P_{\frac{1}{2}}$	—	18743.9
*5276.47	3	$5p^2P_{\frac{1}{2}}-6p^2P_{1\frac{1}{2}}$	—	18947.3
Selwyn [192]				
2069.86	4	$5s^2S_1-6p^2P_1$	—	—
2061.19	4	$5s^2S_1-6p^2P_2$	—	—
Blair [199] Hauptserie			$np^2P_{1\frac{1}{2}\cdot\frac{1}{2}}$	
3280.66	150	$5s^2S_{\frac{1}{2}}-5p^2P_{1\frac{1}{2}}^0$	30631.5	—
3382.86	150	$5s^2S_{\frac{1}{2}}-5p^2P_{\frac{1}{2}}^0$	31552.1	—
2061.21		$5s^2S_{\frac{1}{2}}-6p^2P_{1\frac{1}{2}}$	12604.8	—
2069.81		$5s^2S_{\frac{1}{2}}-6p^2P_{\frac{1}{2}}^0$	12808.2	—
Shenstone [149]				
2024.33		$1S-2^2P_2$	—	—

[1]) Die Tabelle gibt keineswegs eine vollständige Liste der Linien von Ag I. Sie enthält nur die von den genannten Autoren gemessenen bzw. eingeordneten Linien und setzt die Benutzung der Tabelle S. 31 Bd. VII, sowie der weiter folgenden voraus.

Die mit * bezeichneten Linien sind von Blair gemessen; die übrigen von Exner und Haschek, Frings, Kasper und Shenstone.

aber eine große Anzahl neuer Terme feststellen und 130 Linien einordnen. Das Resultat entspricht durchaus den theoretischen Erwartungen. Dann hat Blair [197] noch einige Linien in dies Schema einreihen können.

Gleichzeitig mit Shenstone hat sich auch Majumdar [186] mit der Ordnung von Ag II beschäftigt. Alle von ihm eingeordneten Linien hat auch Shenstone. Auch McLennan und McLay [166] haben sich mit dem Bau beschäftigt, doch ist ihre Arbeit nicht zugänglich.

Shenstone und Blair [193] wenden eine Methode, auch aus unaufgelösten Bildern des Zeemaneffektes Schlüsse zu ziehen, auf Linien von Ag II an und bestätigen ihr Schema.

Die Zahlen für Ag II sind in der Tab. 4 zusammengestellt[1]). Shenstone nimmt, wie oben gesagt, fremde Messungen, aber gibt eigene Intensitätsangaben und fügt den Namen des Autors bei jeder Linie hinzu. Dabei bedeuten: E = Exner und Haschek, F = Frings, S = Shenstone.

Ag III. Über dies Spektrum ist noch so gut wie nichts bekannt. Nur Kimura und Nakamura [145] machen eine Angabe. Sie photographieren die Funkenspektra und messen die Länge der Linien, die von der Kathode ausgehend sich nach der Anode hin erstrecken. Die ganz durchgehenden Linien gehören zu Ag II, die kürzeren zu Ag III usw. Bei Silber finden sie zwei Stufen, die sie also als Ag II und Ag III bezeichnen. Sie geben als Linien von Ag III an: 3241, 3230, 3229, 3219, 3217, 3210, 3201, 3193, 2862, 2857, 2850, 2844, *2838,* 2839, *2829, 2297, 2287, 2282, 2238, 2211, 2162. — Die so gewonnenen Resultate müssen natürlich recht unsicher sein, da die Länge der Linie von der Intensität abhängt; eine sehr schwache Linie von Ag II wird nicht so weit reichen, wie eine starke Linie und wird so als Ag III erscheinen. In der Tat werden die drei mit * bezeichneten Linien von Shenstone als Ag II geführt, aber als sehr schwache Linien. — Man sieht, daß die Methode mit der von Lowery analog ist. Die Resultate aber kann man nicht vergleichen, da die Autoren verschiedene Spektralgebiete behandeln.

Gibbs und White [182] bringen eine Angabe, wie sich einige Dublett- und Quartetterme der Elektronenkonfigurationen $4\,d^9$, $4\,d^8\,5\,s$ und $4\,d^8\,5\,p$ des zweiten Funkenspektrums des Silbers bestimmen lassen. Der Übergang von $4\,d^8\,5\,p$ nach $4\,d^9\,(^2D_{2,\,3})$ ermöglicht die Bestimmung des Termwertes des untersten Energieniveaus des Spektrums, woraus die Ionisierungsspannung des Ag III zu etwa 34 Volt berechnet wird. Die größten Termabstände gebildet durch $^2D_3 - {}^2D_2\,(4\,d^0)$ werden für Ag III zu $\Delta\,\nu = 4607$ berechnet.

Aus der Umkehrung einer Linie kann man vielfach Schlüsse auf ihre Einordnung in den Spektralbau ziehen. Daher sind zahlreiche Untersuchungen über das Absorptionsspektrum gemacht worden. Als erste sind die Brüder Bloch [138] zu nennen, welche im Funken unter Wasser folgende Linien umgekehrt erhalten: 3382, 3289, 3232, 2437, 2414, 2375, 2331, 2324, 2320, 2317, 2300. — Grotrian [139] findet die Linie 3280, $1^2\,S_1 - 2^2\,P_2$, und die Linie 3382, $1^2\,S_1 - 2^2\,P_1$. — Dann folgt Zumstein [159], der Silber in einem Kohlerohr in Dampf verwandelt. Er sieht umgekehrt zuerst 3280 und 3382, erstere Linie stärker. Dann kehren sich auch

[1]) Man sehe auch Tab. 2.

Tabelle 4. Ag II.

	Shenstone [187]	Blair [197]	Majumdar [186]	Terme [187]	Terme [197]	Zeeman-Effekte [160]
3372	51 1 ?	—	2.65 1u	$5p^1D_2'$—$6s^3D_3$	—	—
29	—	9.71 10	0.55 3u		$5p^1D_2^0$—$6s^3D_2$	—
3269	81 1 ?	—	—	$5p^3D_1'$—$6s^3D_2$	—	—
23	50 3 E	—	3.47 2u	$5p^1P_1$—$6s^3D_2$	—	—
3184	2 1u E	—	4.30 1u	$5p^1F_3$—$6s^3D_3$	—	—
46	—	6.10 8	—	—	$5p^1F_3^0$—$6s^3D_2$	—
2938	55 15u E	—	8.51 4u	$5p^3F_2$—$6s^3D_2$	—	—
34	24 30u E	—	4.21 6u	$5p^3D_3'$—$6s^3D_3$	—	—
29	37 30 E	—	9.34 5u	$5s^1D_2$—$5p^3P_2$	—	0.90
20	07 15u E	—	0.08 3u	$5p^1D_2'$—$6s^3D_1$	—	—
02	09 20u E	—	2.06 4u	$5p^3D_3'$—$6s^3D_2$	—	—
2896	50 20u E	—	6.47 4u	$5p^1D_2'$—$6s^1D_2$	—	—
82	2 1u E	—	—	$5p^1D_2'$—$5d^3S_1$	—	—
73	62 20u E	—	—	$5p^3D_1'$—$6s^3D_1$	—	—
37	76 1u E	—	7.59 2u	$5p^1P_1$—$6s^3D_1$	—	—
29	2 1u E	—	0.06 2u	$5p^3D_2'$—$6s^3D_3$	—	—
15	57 20u E	—	5.75 7u	$5p^1P_1$—$6s^1D_2$	—	—
01	—	1.93 4	—	—	$5p^1P_1^0$—$5d^3S_1$	—
2799	70 30u E	—	9.64 7u	$5p^3D_2'$—$6s^3D_2$	—	—
86	50 2u E	—	—	$5p^1D_2'$—$5d^3P_2'$	—	—
67	54 75 E	—	7.58 9u	$5s^1D_2$—$5p^3F_3$	—	(0,00) 0.97
56	48 35u E	—	6.49 8u	$5p^1F_3$—$6s^1D_2$	—	—
52	—	2.19 4	—	—	$5p^1D_2^0$—$5d^3D_3$	—
43	92 15 E	3.78 15	3.91 5u	$5s^3D_1$—$5p^3P_2$	$5p^3D_1^0$—$5d^3P_1$	—
28	—	8.73 3	—	—	$5p^1D_2^0$—$5d^3D_2$	—
12	07 40u E	—	—	$5p^3F_4$—$6s^3D_3$	—	—
11	21 15u E	—	— [1]	$5p^1P_1$—$5d^3P_1'$	—	—
2688	39 3u E	—	—	$5p^3D_1'$—$5d^3D_2$	—	—
81	38 20u E	—	1.36 7u	$5p^3P_1$—$6s^3D_2$	—	—
60	49 60 E	—	0.46 8u	$5s^1D_2$—$5p^3P_1$	—	—
56	92 6u F	—	—	$5p^1P_1$—$5d^3D_2$	—	—
56	65 4u F	6.59 10	6.65 3u	$5p^1P_1$—$5d^1S_0$	$5p^1F_3^0$—$5d^3P_2$	—
25	70 8u E	—	—	$5p^1F_3$—$5d^3D_3$	—	—
17	—	7.01 12	—	—	$5p^3D_1^0$—$5d^3P_0$	—
14	56 15u E	—	4.57 7u	$5p^3F_2$—$6s^3D_1$	—	—
06	14 15u E	—	6.16 7u	$5p^3F_3$—$6s^3D_3$	—	—
2598	55 3u S	—	—	$5p^1F_3$—$5d^3F_4'$	—	—
95	67 8u E	—	5.60 5u	$5p^3F_2$—$6s^1D_2$	—	—
87	—	7.24 3	—	—	$5p^1P_1^0$—$5d^3P_0$	—
84	21 2u E	—	—	$5p^3F_2$—$5d^3S_1$	—	—
80	77 35u E	—	0.74 8u	$5p^3F_3$—$6s^3D_2$	—	—
67	21 5u S	—	7.16 4u	$5p^3D_3'$—$6s^1D_2$	—	—
64	41 8u E	—	4.41 5u	$5p^3P_0$—$6s^3D_1$	—	—
53	43 5 E	—	3.41 4u	$5s^1D_2$—$5p^3D_2'$	—	—
35	30 30 E	5.07 2	5.32 8u	$5s^3D_2$—$5p^3P_2$	$5p^3P_0^0$—$5d^3S_1$	0.81
07	30 8u E	—	—	$5p^1D_2'$—$5d^1P_1'$	—	—

[1]) Majumdar gibt noch als eingeordnet: 2708.53 (1).

	Shenstone [187]	Blair [197]	Majumdar [186]	Terme [187]	Terme [197]	Zeeman-Effekte [160]
2506	63 60 E	6.91 1	6.60 7u	$5s^3D_1$ — $5p^3P_1$	$5p^3F_3^0$ — $5d^3P_2$	0.84
04	11 8u E	—	4.09 5u	$5p^3D_2'$ — $6s^3D_1$	—	—
2486	72 4u F	—	6.72 3u	$5p^3D_2'$ — $6s^1D_2$	—	—
85	78 8u E	—	—	$5p^3D_3'$ — $5d^3G_4$	—	—
80	41 20u E	—	—	$5p^3D_3'$ — $5d^3P_2'$	—	—
79	31 1u E	—	—	$5p^3F_2$ — $5d^3D_3$	—	—
77	25 25u E	—	7.28 7u	$5p^3P_2$ — $6s^3D_3$	—	—
76	74 4u E	—	—	$5p^1D_2'$ — $5d^3G_3$	—	—
76	21 2u E	—	—	$5p^3D_2'$ — $5d^3S_1$	—	—
73	84 80 E	—	3.80 8u	$5s^1D_2$ — $5p^3D_3'$	—	(0.00) 1.53
72	92 5u E	—	—	$5p^3D_1'$ — $5d^1P_1'$	—	—
62	26 20u E	—	—	$5p^3F_2$ — $5d^3F_3'$	—	—
61	28 2u E	—	—	$5p^1D_2'$ — $5d^3D_1$	—	—
60	32 20u E	—	0.32 6u	$5p^3F_2$ — $5d^3D_2$	—	—
54	—	4.20 4	—	—	$5p^3P_2^0$ — $6s^3D_2$	—
53	31 30u E	—	—	$5p^3D_3'$ — $5d^3D_3$	—	—
47	93 80 E	—	7.91 8u	$5s^1D_2$ — $5p^3F_2$	—	—
46	34 10u E	—	—	$5p^1P_1$ — $5p^1P_1'$	—	(0.28) 1.00
44	22 25u E	—	—	$5p^1D_2'$ — $5d^1D_2$	—	—
37	81 100R E	—	7.79 9u R	$5s^3D_3$ — $5p^3P_2$	—	(0,00) 1.18
36	62 8u E	—	—	$5p^3D_3'$ — $5d^3F_3'$	—	—
29	65 35u E	—	—	$5p^3D_3'$ — $5d^3F_4'$	—	—
28	21 5u E	—	—	$5p^3D_1'$ — $5d^3D_1$	—	—
22	62 2u E	—	—	$5p^1D_2'$ — $5d^3F_2'$	—	—
20	11 30u E	—	—	$5p^1D_2'$ — $5d^1F_3'$	—	—
13	23 90R E	—	3.19 8u R	$5s^3D_2$ — $5p^3F_3$	—	(0,00) 1.04
11	59 20	1.59 20	—	—	$5p^3D_1^0$ — $5d^1D_2$	—
11	41 15 E	—	1.35 7u	$5s^3D_1$ — $5p^3D_2'$	—	(0,00) 1.23
09	01 2u E	—	8.96 1u	$5p^3P_1$ — $6s^3D_1$	—	—
05	00 8u E	—	—	$5p^3D_2'$ — $5d^3P_1'$	—	—
02	60 8u E	—	—	$5p^1P_1$ — $5d^3D_1$	—	—
2392	98 5u E	—	2.97 3u	$5p^3P_1$ — $6s^1D_2$	—	—
90	58 25u E	—	—	$5p^3D_1'$ — $5d^3F_2'$	—	—
86	32 5u E	—	—	$5p^1P_1$ — $5d^1D_2$	—	—
83	17 8u E	—	—	$5p^3P_1$ — $5d^3S_1$	—	—
79	7 1u E	—	—	$5p^3D_2'$ — $5d^3D_3$	—	—
73	71 8u E	—	—	$5p^1F_3$ — $5d^3G_3$	—	—
65	69 10u E	—	—	$5p^1P_1$ — $5d^3F_2'$	—	—
64	01 30u E	—	—	$5p^3D_2'$ — $5d^3F_3'$	—	—
62	20 20u E	—	—	$5p^3D_2'$ — $5d^3D_2$	—	—
58	87 35u E	—	8.85 7u	$5p^1F_3$ — $5d^1G_4$	—	—
57	92 70 E	—	—	$5s^3D_1$ — $5p^3P_0$	—	(0,00) 0.44
43	77 3u E	—	—	$5p^1F_3$ — $5d^1D_2$	—	—
39	17 3 E	—	—	$5p^3D_1'$ — $5d^3P_0'$?	—	—
31	40 80R E	—	1.35 7u	$5s^3D_2$ — $5p^3P_1$	—	(0,00) 0.99
25	12 40u E	—	—	$5p^3F_4$ — $5d^3G_5$	—	—
24	68 70R E	—	4.65 7u	$5s^3D_3$ — $5p^3F_3$	—	0.76
24	48 0u S	—	—	$5p^3F_4$ — $5d^3G_4$	—	—
21	56 5u E	—	—	$5p^1F_3$ — $5d^1F_3'$	—	—
20	29 80R E	—	0.23 8u	$5s^1D_2$ — $5p^1F_3$	—	(0,00) 1.18

	Shenstone [187]	Blair [197]	Majumdar [186]	Selwya [192]	Terme [187]	Terme [197]	Zeeman-Effekte [160]
2317	05 70R E	7.26 1	7.02 7u		$5s^3D_1-5p^3F_2$	$5p^3P_1^0-5d^3P_2$	(0,00) 1.30
15	32 1 E	—	—		$5p^1P_1-5d^3P_0'$	—	—
12	4 1u E	—	2.5 1u		$5p^3F_3-6s^1D_2$	—	—
2296	08 8u E	—	—		$5p^3F_4-5d^3D_3$	—	—
80	03 75 E	—	9.96 7u		$5s^1D_2-5p^1P_1$	—	(0,00) 1.04
77	43 10u E	—	—		$5p^3P_1-5d^3D_2$	—	—
75	32 25u E	—	—		$5p^3F_4-5d^3F_4'$	—	—
65	—	5.85 3	—		—	$5p^3D_1^0-5d^1S_0$	—
57	41 1 E	—	—		$5s^1D_2-5p^3D_1'$	—	—
53	45 30u E	—	—		$5p^3F_2-5d^3G_3$	—	—
48	74 75R E	—	9.71 6u		$5s^3D_2-5p^3D_2'$	—	0.83
46	43 100R E	—	—		$5s^3D_3-5p^3F_4$	—	(0,00) 1.19
46	14 20u S	—	—		$5p^3F_3-5d^3G_4$	—	—
43	—	3.44 40	—		—	$5p^1P_1^0-5d^1S_0$	—
41	80 3u S	—	—		$5p^3F_3-5d^3P_2'$	—	—
40	39 10u S	0.47 3	—		$5p^3P_0-5d^1P_1'$	$5p^3F_2^0-5d^3D_1$	—
29	53 60 S	—	9.48 6u		$5s^1D_2-5p^1D_2'$	—	—
26	—	6.02 15	—		—	$5p^3P_1^0-5d^3P_0$	—
19	69 10u S	—	—		$5p^3F_3-5d^3D_3$	—	—
17	87 2u S	—	—		$5p^3D_3'-5d^1G_4$	—	—
10	—	0.32 4	—		—	$5p^3P_2^0-6s^1D_2$	—
08	49 15u S	—	—		$5p^3F_2-5d^3F_2'$	—	—
05	95 35u S	—	—		$5p^3F_3-5d^3F_3'$	—	—
04	38 10u S	—	—		$5p^3F_3-5d^3D_2$	—	—
03	64 15u S	—	—		$5p^3P_0-5d^3D_1$	—	—
02	09 40u S	—	—		$5p^3P_2-5d^3S_1$	—	—
2186	76 50 S	—	6.73 4		$5s^3D_2-5p^3D_3'$	—	—
71	66 10 S	—	1.58 2		$5s^3D_3-5p^3D_2'$	—	—
70	87 25u S	—	—		$5p^3D_2'-5d^3G_3$	—	—
66	51 45 S	—	6.42 3		$5s^3D_2-5p^3F_2$	—	—
66	05 10 S	—	6.06 1		$5s^3D_1-5p^1P_1$	—	—
58	95 1u S	—	—		$5p^3D_2'-5d^3D_1$	—	—
45	76 20u S	—	—		$5p^3P_2-5d^3P_2'$	—	—
45	60 60 S	—	—		$5s^3D_1-5p^3D_1'$	—	—
29	12 10u S	—	—		$5p^3D_2'-5d^3F_2'$	—	—
25	50 18u S	—	—	5.47 0u	$5p^3P_2-5d^3D_3$	—	—
20	—	0.81 2	—	—	—	$5p^3P_1^0-5d^1P_1$	—
20	45 40 S	—	0.36 2	0.48 8u	$5s^3D_1-5p^1D_2'$	—	—
13	82 80R S	—	3.76 3 [1]	3.87 10u	$5s^3D_3-5p^3D_3'$	—	—
11	43 1u S	—	—	—	$5p^3P_2-5d^3D_2$	—	—
2075	61 10u S	—	—	5.65 0u	$5p^3P_1-5d^1D_2$	—	—
65	90 40 S	—	5.82 8	—	$5s^3D_2-5p^1F_3$	—	—
33	92 15 S	—	3.82 4	3.93 2	$5s^3D_2-5p^1P_1$	—	—
21	65 5 S	—	—	—	$5p^3P_1-5d^3P_0'$?	—	—
15	89 15 S	—	—	5.96 2	$5s^3D_2-5p^3D_1$	—	—
00	68 20 S	—	0.56 3	0.72 3	$5s^3D_3-5p^1F_3'$	—	—
1993	67 20 S	—	3.55 3	4.35 3	$5s^3D_2-5p^1D_1'$	—	—
32	88 8 S	—	2.76 1	3.51 1	$5s^3D_3-5p^1D_2'$	—	—

[1]) Selwyn gibt noch: 2114.77 (0), ohne Einordnung.

2061 und 2070 um, erstere schwächer. Das gleiche gibt McLennan [157] an. — Hori [163] verwendet eine andere Methode: durch einen dünnen Draht wird eine kräftige Entladung geschickt; dann explodiert gewissermaßen der Draht, wird plötzlich in Dampf verwandelt und eine Menge Linien erscheinen umgekehrt[1]).

Fukuda [171] verfährt ebenso, schließt aber den Draht in einen Kasten unter höherem Druck ein, wobei noch zahlreichere Linien mit Umkehrungen und Verbreiterungen sichtbar werden. Endlich folgen Loyarte und Williams [190] und [212], die auch noch weitere zum Teil unzugängliche Arbeiten anführen. Die Zahl der umgekehrten Linien wächst im allgemeinen in den Arbeiten; aber es würde zu weit führen, die Resultate und Schlüsse im einzelnen anzugeben. Man vergleiche auch Anderson und die Angaben in Bd. VII.

Für das Ionisationspotential liegt eine Angabe von Shenstone [187 u. 142] vor, der es zu 6,0 Volt angibt. Er sagt, bei 3,1 Volt scheine ein Resonanzpotential zu sein. Blair gibt 7,53 Volt an, in guter Übereinstimmung mit dem zu erwartenden Werte.

Der Effekt des elektrischen Feldes ist in zwei Arbeiten behandelt. Nagaoka und Sugiura [148] gelingt es, einen Bogen, der bei 500 Volt brennt, durch Einfügung von Kapazität und Selbstinduktion ruhig brennen zu machen. Dann zeigt sich an der Kathode der Effekt deutlich. Es wird das Verhalten einer großen Zahl von Linien besprochen. Das Gesamtresultat ist, daß Linien derselben Serie sich gleich verhalten, verschiedener Serien verschieden, und daß in jeder Serie der Effekt mit der Ordnungsnummer zunimmt. Die Arbeit enthält auch sonst manche interessante Angaben, z. B. über die Gestalt des Bogens. — Die zweite Arbeit stammt von Fujioka und Nakamura [170]. Auch hier wird das Verhalten vieler Linien zwischen λ 4226 und λ 3520 einzeln besprochen und eine Menge neu auftretender Linien angegeben. In allen Fällen wächst die Wirkung mit der Ordnungszahl des Gliedes. — Snyder [194] fand, daß die violette s-Komponente der Gruppe $5^2 P_2 - 6^2 D$ (λ 4211) im elektrischen Feld in zwei Zweige aufgespaltet ist. Den starken äußeren Zweig bezeichnet er mit $^2D_3$, den schwachen inneren mit F. Die rote s-Komponente hat nur einen Zweig, ebenso die violette und rote p-Komponente. Sie werden mit $^2D_2$ bzw. $^2D_3$ und $^2D_2$ bezeichnet. Dasselbe Verhalten zeigt die Gruppe $5^2 P_1 - 6_2 D$ (λ 4055). Der starke innere Zweig der violetten s-Komponente wird als F-Zweig, der schwache äußere mit G bezeichnet.

Eine Übersicht gibt Tab. 5.

---

[1]) Das Verfahren stammt von Anderson (Astrophys. J. 51, 37 [1920]).



Tabelle 5. Ag I. Starkeffekt.

Fujioka u. Nakamura [170]								Terme $\Delta\nu$ in 20000 V/cm			
Serie	λ	s-Komp. $\Delta\lambda$	s-Komp. i	p-Komp. $\Delta\lambda$	p-Komp. i	E 10^4 V/cm	ν ungestört	2^2P_2-Komb. n	2^2P_2-Komb. p	2^2P_1-Komb. n	2^2P_1-Komb. p
2^2P_2 — 4^2P_2	4226.9	+ 1.2	1	+ 0.9	1.5	4.3	6972	+3	+2	—	—
4^2D_2	4212.36*	+ 1.6	9	+ 1.3	6	4.3	6891.4	+4	+3	+6	+5
4^2F	4212.3						6890.3	+4	+3	—9	—11
4^2D_3	4210.71*	— 2.2	10	— 3.7	8	4.3	6880.7	—6	—9	—	—
2^2P_1 — 4^2P_1	4078.8	+ 0.2	1	+ 0.2	0.7	4.3					
4^2D_2	4055.01*	+ 2.0	7	+ 1.8	5	4.3					
4^2F	4055.1	— 3.1	7	— 3.9	7	4.3					
2^2P_2 — 5^2P_1	3819.1	+ 0.6	1.5	+ 2.0	1	4.0	4457	+4	+14	+5	+5
5^2P_2	3813.38	+ 2.83	2	+ 2.04	0.5	4.0	4420	+10	+7	+9	—
5^2D_2	3811.72	—		—			4394.3	—	—	+20	+17
5^2D_3	3810.71*	— 0.35	3	— 2.80	3	4.0	4388.6	—12	—10	—	—
5^2F	3810.7	— 4.3	1	— 5.6	2	4.0	4388	—15	—19	—3	—7
5^2G	3810.7	— 7.7	0.5	— 8.2	1	4.0	4388	—26	—28	—22	—22
2^2P_1 — 5^2P_1	3693.5	+ 1.5	0.5	+ 1.4	1	4.5					
5^2P_2	3687.4	+ 2.8	0.5	—		4.5					
5^2D_2	3682.30*	+ 5.7	2	+ 4.8	1	4.5					
5^2F	3682.3	— 0.74	4	— 1.78	3	4.5					
5^2G	3682.3	— 6.2	2	— 6.3	2	4.5					
2^2P_2 — 6^2P_1	3628.6	+ 8.3	1	—		4.5	3079	+29	—	+17	+19
6^2P_2	3626.3	+ 7.4	1	+ 9.8	1	4.5	3062	+25	+33	+15	—
6^2D_3	3623.85*	+ 3.20	2	+ 1.00	0	4.5	3035.9	+10	+3.2	—	—
6^2F	3623.8	— 2.9	3	—		4.5	3035	—3	—	—11	—18
6^2G	3623.8	— 6.2	1	— 5.5	1.5	4.5	3035	—20	—18	—32	—37
6^2H	3623.8	— 10.4	1	— 11.8	1	4.5	3035	—33	—38	—	—
2^2P_1 — 6^2P_1	3513	+ 5	0.5	+ 5.4	0.5	4.7					
6^2P_2	3511	+ 4	0.5	—		4.7					
6^2D_2	3507.35*	+ 1.66	0.5	+ 1.12	1	4.7					
6^2F	3507	— 2.7	2	— 4.2	1.5	4.7					
6^2G	3507	— 7.6	0.5	— 8.7	0.5	4.7					
6^2H	3507	—		—							
2^2P_2 — 7^2P_1	—	—	0.5	—		4.7					
7^2P_2	3522.4	—	0.5	—	0.5	4.7	2241	—	—		
7^2D_3	3520.35*	+ 6.7	1	—	0	4.7	2224.8	+23	—		
7^2F	3520	0	2	— 1.8	0.5	4.7	2222	0	—6.3		
7^2G	3520	— 6.1	1	— 8.0	0.5	4.7	2222	—21	—28		
7^2H	3520	— 12.5	0.5	— 12.6	0.5	4.7	2222	—44	—44		

Tabelle 5. Ag I. Fortsetzung. Starkeffekt. Nagaoka u. Sugiura [148].

λ	Serie	s-Komp. Δλ	s-Komp. i	p-Komp. Δλ	p-Komp. i
3280.66	1^2S_1—2^2P_1	— 1.05 + 0.83		— 1.06 + 0.84	
3305.32	—	d		d	
3382.86	1^2S_1—2^2P_1	— 0.66 + 0.49		— 0.54 + 0.34	
3547.3	—	d		d	
3557.3	—	d		d	
3580.77	—	+ 1.66	1	+ 1.96	1
3623.85	2^2P_2—6^2D_3	— 6.03 s d	3	— 9.35 s d	3
3682.30	2^2P_1—5^2D_2	— 9.34 — 2.92 0 d s	1 3 4	— 9.32 — 5 0 d s	2 3 4
3709.96	2^2P_2—5^2S_1	+ 0.75	2	+ 0,88	2
3810.71	2^2P_2—5^2D_3	— 12.12 — 0.46 0 d	2 5 5	— 16.77 — 7.00 0 d	2 5 5
3841.15	2^2P_1—5^2S_1	+ 0.30	3	+ 0.62	3
3981.72	2^2P_2—4^2S_1	+ 0.54	4	+ 0.60	4
4055.31	2^2P_1—4^2D_2	— 12.70 — 8.0 — 0.73 0 + 8.6	3 4 9 9 5	— 12.8 — — 0.73 0 8.23	3 9 9 4
4081.7	—	+ 2.88	1	+ 2.9	1
4187.5	—	d		d	
4210.71	2^2P_2—4^2D_3	— 11.65 — 5.53 0 1*)	3 6 10	— 13.85 0 1*)	3 10
4212.60	2^2P_2—4^2D_2	1*) 0 + 8.65	 8 3	1*) 0 8.48	 8 3
4226.55	—	+ 6.28	1	+ 8.00	1
4476.12	2^2P_1—4^2S_1	+ 0.08	5	+ 0.17	5
4668.52	2^2P_2—4^2S_1	+ 0.13	6	+ 0.13	6
4678.23	—	d		d	
5209.08	2^2P_1—3^2D_2	— 15.30 0 + 13.95	2 10 2	— 23.10 0 + 12.80	1 10 3
5465.45	2^2P_2—3^2D_3	— 15.80 0 1*)	1 10	— 17.50 0 1*)	1 10
5471.51	2^2P_2—3^2D_2	1*) 0 + 8.20	 8 2	1*) 0 + 15.73	 8 1
5545.64	2^2P_2—3^2P_2	+ 0.40	2	+ 0.29	1

d = diffus; s = schwach; 1*) = überlagert von der benachbarten Linie. Die mittlere Feldstärke ist 180 kV/cm.

Das Zeemaneffekt ist von Shenstone [193] für Ag II untersucht worden. Er gibt die g-Werte für die von ihm festgestellten Terme [187], indem er an einigen aufgelösten Typen die g-Werte mißt und sie für die übrigen unaufgelösten Aufspaltungen berechnet. In Tab. 4 sind aus Beals [160] die Aufspaltungen angegeben, in Tab. 6 die Messungen und Berechnungen von Shenstone.

Der Ramaneffekt wurde an Silbernitrat und Silberchlorid von Krishnamurti [201, 202] und von Gerlach [200] untersucht. Gerlach findet für krystallisiertes

Tabelle 6. Ag II. Zeemaneffekt.

(187) Bezeichnung	[187] Term	[193] g Landé	[193] g beob.	[187] Struktur
$5\,s^3D_3$	0.0	1.33	1.33	
$5\,s^3D_2$	1577.1	1.17	1.13	$4d^9\,5s$
$5\,s^3D_1$	4574.8	0.50	0.50	
$5\,s^1D_2$	6881.3	1.00	1.03	
$5p^3P_2$	41008.3	1.50	1.50	
$5p^3F_3$	43003.2	1.08	1.08	
$5p^3P_1$	44457.0	1.50	1.50	
$5p^3F_4$	44501.3	1.25	1.26	
$5p^3D_2'$	46032.4	1.17	0.87	
$5p^3P_0$	46972.1	—	—	
$5p^3D_3'$	47292.4	1.33	1.25	$4d^9\,5p$
$5p^3F_2$	47719.8	0.67	0.92	
$5p^1F_3$	49966.4	1.00	1.10	
$5p^1P_1$	50727.1	1.00	1.10	
$5p^3D_1'$	51166.6	0.50	0.52	
$5p^1D_2'$	51719.5	1.00	1.20	
$6\,s^3D_3$	81362.7	1.33	1.34	
$6\,s^3D_2$	81740.2	1.17	1.11	
$6\,s^3D_1$	85955.5	0.50	0.53	$4d^9\,6s$
$6\,s^1D_2$	86233.9	1.00	1.11	
$5\,d^3S_1$	86405.0	2.00	1.84	
$5\,d^3G_5$	87496.6	1.20	?	
$5\,d^3G_4$	87509.2	1.05	1.03	
$5\,d^3P_2'$	87596.3	1.50	1.37	
$5\,d^3P_1'$	87599.8	1.50	0.90	
$5\,d^3D_3$	88041.1	1.33	1.34	
$5\,d^3F_3'$	88320.6	1.08	1.04	
$5\,d^3D_2$	88353.1	1.17	1.07	
$5\,d^1S_0$	88356.9 ?	—	—	
$5\,d^3F_4'$	88437.9	1.25	1.26	$4d^9\,5d$
$5\,d^1P_1'$	91592.1	1.00	1.51	
$5\,d^3G_3$	92082.4	0.75	0.75 ?	
$5\,d^3D_1$	92336.6	0.50	0.74	
$5\,d^1G_4$	92346.6	1.00	1.06	
$5\,d^1D_2$	92620.0	1.00	1.20	
$5\,d^3F_2'$	92985.0	0.67	0.71	
$5\,d^1F_3'$	93027.9	1.00	1.10	
$5\,d^3P_0'$	93904.5 ?	—	—	

wasserfreies $AgNO_3$ den Mittelwert $\Delta\nu = 1045$. In einer Tabelle wird der Effekt an fünf Linien im einzelnen angegeben. Krishnamurti [201] findet eine weitere Frequenz $\Delta\nu = 1372$. An AgCl findet Krishnamurti [202] keine Ramanlinien und schließt daraus und aus seinen Beobachtungen an mehreren anderen Chloriden, daß elektrovalente Bindungen, mithin die Chloride der stark elektropositiven Elemente mit großer Leitfähigkeit, im geschmolzenen Zustand keinen Ramaneffekt zeigen.

Majumdar [186] schätzt die absolute Termgröße von 1^3D_3 auf 138000 und des Grundterms $^1S_0$ auf 171000. Ferner gibt er an $^3D_3 - {}^3D_2 = 1577{,}7$ und $^3D_2 - {}^3D_1 = 4576\ \mathrm{cm}^{-1}$. Als Grundterme des Ag II findet er [175] die zu erwartenden ^1S —, ^1D — und ^3D-Terme und identifiziert einige höhere Terme.

Die Hyper-fein-Struktur der Bogenlinien des Silbers im Sichtbaren und Ultravioletten wurde von Wali Mohammad und Prem Nath Sharma [215] untersucht. Die meisten Silberbogenlinien werden einfach gefunden, aber die Linie 3382 ($2^2P_1 - 1^2S_1$) hat zwei Satelliten $-0{,}019$ und $+0{,}025$ ebenso 3280 ($2^2P_2 - 1^2S_1$) bei $-0{,}018$ und $+0{,}023$. Nur das Grundniveau 1 S ist also mehrfach, und zwar ein Triplett mit den Aufspaltungen 0,218 und 0,166 cm^{-1} (Phys. Ber. **12**, 1931, p. 2183). — Im Gegensatz hierzu findet Frisch [209] die Resonanzlinien $5^2S_{\frac{1}{2}} - 5^2P_{\frac{1}{2}}$ $\lambda = 3382{,}9$ und $5^2S_{\frac{1}{2}} - 5^2P$ $\lambda = 3280{,}7$ in vierter Ordnung eines großen Gitters bei Anwendung von Hohlkathoden einfach. In diesem Zusammenhang sei Kapuscinski [184] erwähnt, der das gleiche Paar in Silberdampf oberhalb von 840° bei Bestrahlung mit dem Licht des Silberfunkens in Resonanz findet.

Als Restlinien des Ag sind in Löwes Atlas [185] die folgenden zu finden¹):

2229.5	B 2	F 4	2437.8		B 3 F 8
2246.4	B 3	F 3	2447.9		B 2 F 8
2248.7	B 3	F 3	2473.9		B 3 F 8
2309.5	B 6 R	F 4	2506.7		B 5 F 5
2317.0	B 2	F 5	2660.4		B 3 F 8
2320.2	B 2	F 6	2767.5		B— F 8
2324.6	B 2	F 6	2799.6		B— F 8
2331.4	B 4	F 6	3280.7	Ag I u	B 10 R F 9
2411.4	B —	F 8	3383.9	Ag I u	B 10 R F 9 R
2413.2	B 4	F 8			

Banden.

Es sind verschiedene Banden im Silberspektrum als Banden des Elementes selbst angegeben, von Lecoq, Hartley und Duffield (siehe Bd. V dieses Handbuchs), aber so verschieden und so unvollkommen, daß sich nichts daraus entnehmen läßt. Inzwischen sind einige Verbindungsspektra aufgeklärt.

AgH: Bengtsson und Svensson [150] erhalten zunächst zwei Banden bei λ 3358 und bei λ 3330 in der Knallgasflamme, besser im Bogen, der in Wasserstoff brennt. Die Untersuchung zeigt, daß jede Bande 2 Zweige enthält, P und R, die Linie u = 0 fehlt. Sie vermuten, es handle sich um ein Hydrid. — Hulthén und Zumstein [164] erhalten dasselbe Spektrum in Absorption in einem Kohlerohr, in welchem sie den Metalldampf bei 1700° mit Wasserstoff mischen, und be-

¹) B = Bogen, F = Funke, R umgekehrt.

trachten es als vom Hydrid stammend. Auch Watson und Perkins [178] beschäftigen sich mit diesen Banden, bestätigen, daß nur P- und R-Zweige vorhanden sind. Sie finden keinen Zeemaneffekt, was als Bestätigung der Mulliken'schen Einordnung als ^1S—^1S Übergänge zu betrachten ist.

Tabelle 7. Wellenlängen der Bandenköpfe. Darüber Intensitäten, darunter Wellenzahl der Nullinie.

v''	v' = 0	1	2	3
0	(10) 3330 (29900)	(1) 3179 (31389)	— —	— —
1	(2) 3516	(6) 3358 (29696)	(2) 3220	—
2	3750	(3) 3544		(1) x
3	—	3810	(2) 3583	
4	—	—	3900	(1) 3638

In einer zweiten Tabelle findet man bei Hulthén und Zumstein die Struktur der Bande λ 3179.4 mit ihren R- und P-Zweigen aufgeführt. Ferner wurde ein System von Absorptionsbanden mit zweifachen Köpfen bei λ 2661.91, 61.46 λ 2660.22, 59.90 λ 2658.63, 58.18 und λ 2657.19, 56.64 gefunden.

Mecke[1]) gibt für das Molekül AgH folgende Konstanten an:

ν_0	Term	a' b'	a'' b''	J'	J''	v'	v''
29900	$^1S - {}^1S$	1489	1693	4.57	4,37	1.67	1.63

In neuester Zeit haben dann Bengtsson und Olsson [208] in einem Vakuumbogen in Wasserstoffatmosphäre zwischen 3180 und 4700 nicht weniger als 37 Banden mit großer Dispersion photographiert, gemessen und analysiert. Eine Reihe bemerkenswerter Einzelheiten wurde gefunden. Die wesentlichsten Daten sind die folgenden: Scharfe Begrenzung der Banden im Ultraviolett bei 3179, wahrscheinlich Fortsetzung nach längeren Wellen, Beginn einer noch nicht gemessenen Bandengruppe bei 2700, größte Anhäufung der Linien zwischen 4490 und 4460. Die Banden entsprechen $^1\Pi_1 - {}^1\Sigma$ = Übergängen, wie schon bemerkt, und bestehen aus einfachen P- und R-Zweigen mit einer Dublettaufspaltung, die den Isotopen 107 und 109 zugeschrieben wird. Die Kanten sind teils nach Violett teils nach Rot abschattiert. Die Zweige lassen sich bis v = 30 verfolgen; 27 Banden, die meisten Linien sind eingeordnet.

[1]) Handb. d. Phys. **21**, p. 542 (1929).

Die Bandenkanten und die Schwingungszahlen der Nullinien sind ohne Angabe der Intensität in dem folgenden kleinen Schema angegeben. In der ersten Spalte stehen jedesmal die Werte von v′ und v″.

v′ — v″		0-Linie, ν	Kante λ
1	0	31 387.6	3179
4	2	31 388.9	
2	1	31 011.2	3220
3	2	30 496.8	3275
0	0	29 897,94	3330
1	1	29 695,6	3357
2	2	29 387.4	3396
3	3	28 941.0	3451
0	1	28 026.1	3516
1	2	28 071.8	3546
2	3	27 831.8	3583
3	4	27 453.6	3637
4	5	26 927.5	3710
1	3	26 516.2	3740

v′ — v″		0-Linie, ν	Kante λ
2	4	26 444.5	3781
3	5	26 035.3	3833
4	6	25 579.5	3905
5	7	25 038.4	3990
3	6	24 687.2	4039
4	7	24 303,0	4108
5	8	23 835.2	4190
6	9	23 377.4	4273
4	8	23 099.5	4328
5	9	22 708.3	4397
6	10	22 330.7	4472
7	11	22 014.2	4536
6	11	21 368.4	4669, 4675

Bezüglich der Molekülkonstanten im erregten und im Normalzustand, der Berechnung des Isotopieeffektes und weiterer Einzelheiten muß auf das Original verwiesen werden. Die Dissoziationsenergie des Normalzustandes wird in guter Übereinstimmung mit chemischen Versuchen auf 19000 cm^{-1} aus der Konvergenzstelle berechnet. Die Moleküldaten sind die folgenden, in der Bezeichnung von Mecke, der sie vorausberechnet, darunter die experimentellen Daten.

	$w_0'' \cdot (1-x)$	$w_0' \cdot (1-x)$	J″	J′	r″	r′	B_e''	B_e'	k
Mecke	1693	1499	$4.37 \cdot 10^{-40}$	$4.57 \cdot 10^{-40}$	$1.63 \cdot 10^{-8}$	$1.66 \cdot 10^{-8}$	6.33		14.4 Volt
Bengtsson u. Olsson	1760.0	1663.6	$4.293 \cdot 10^{-40}$	$4.421 \cdot 10^{-40}$	$1.614 \cdot 10^{-8}$	$1.638 \cdot 10^{-8}$	6.453	6.265	

Hier bedeuten die B „Bindungswerte", k dasselbe in Volt (vgl. Mecke [213]). Mecke betrachtet das AgH-Spektrum, das einem neutralen Molekül angehört im Zusammenhang mit andern Hydrid-Spektren und berechnet daraus weitere Daten.

AgO: Hulthén und Zumstein [164] beobachten bei ihren Absorptionsuntersuchungen neben den Hydridbanden auch noch nach rot abschattierte Doppelbanden bei λ 2661.91/61.46; λ 2660.22/59.90; λ 2658.63/58.18; λ 2657.19/56.64 und vermuten als Träger AgO, ohne aber ein anderes Argument als eine gewisse Ähnlichkeit mit CuO-Banden anzugeben.

AgCl: Franck und Kuhn [169] finden zuerst das Spektrum in Absorption; Banden zwischen λ 3100 und λ 3300, die nach langen Wellen abschattiert sind. Sie untersuchen auch die Fluoreszenz des Dampfes, geben aber keine Bandenanalyse.

Brice [198] zeigt, daß 4 Serien vorhanden sind, welche zu den 4 möglichen Isotopenverbindungen gehören: $Ag_{107}Cl_{35}$, $Ag_{109}Cl_{35}$, $Ag_{107}Cl_{37}$, $Ag_{109}Cl_{37}$. Als Dis-

soziationswärme findet sich 3.11 Volt, was gut übereinstimmt mit der Schätzung von Franck und Kuhn aus thermodynamischen Daten (3.1 Volt). Während aber Franck und Kuhn meinten, die Dissoziation liefere ein normales Silberatom und ein angeregtes Chloratom, schließt Brice, es entstehe ein normales Chloratom und ein metastabiles Silberatom. Zu erwähnen wäre noch, daß Brice als Ionisationspotential des Ag angibt 7.35 Volt.

Tab. 8 gibt eine Übersicht der Bandenkanten und der Schwingungsfrequenzen.

Tabelle 8. Bandenkanten der AgCl-Isotopen.

	Ag^{107} Cl^{35}	Ag^{109} Cl^{35}	Ag^{107} Cl^{37}	Ag^{109} Cl^{37}	Frank u. Kuhn [167] Ag Cl
(v′, v″)	λ	λ	λ	λ	λ
(2,0)	—	—	3114.60	—	
(3,1)	3124.17	—	3124.79	—	
(4,2)	3135.10	—	3135.39	—	
(1,0)	3139.70	—	3140.15	—	
(2,1)	3147.93	—	—	—	
(3,2)	3157.48	—	—	—	
(0,0)	3166.21	—	—	—	
(1,1)	3173.35	—	3173.60	—	
(2,2)	3181.95	—	3181.59	—	
(0,1)	3200.81	—	3200.07	—	
(1,2)	3208.03	—	3207.14	—	
(2,3)	3216.26	—	3215.28	3215.16	
(3,4)	3225.79	—	3224.46	—	
(0,2)	3235.98	3235.82	3234.50	3234.50	
(1,3)	3243.18	3242.97	3241.50	3241.31	
(2,4)	3251.35	3251.14	3249.47	3249.24	
(3,5)	3260.77	3260.52	3258.63	3258.35	
(4,6)	3271.76	3271.46	3269.26	3268.98	
(1,4)	3278.63	3278.33	3276.23	3275.91	
(2,5)	3286.77	3286.48	3284.15	3283.87	
(0,6)	3296.20	3295.87	3293.30	3292.94	
(4,7)	3307.14	3306.82	3303.91	3303.49	
(2,6)	3322.77	3322.42	—	—	
(3,7)	3332.14	3231.73	—	—	
(4,8)	3343.11	3342.70	—	—	
(4,9)	3379.55	3379.10	—	—	
(5,7)	—	—	—	—	3284,8
(5,8)	—	—	—	—	3320,3
(5,9)	—	—	—	—	3356,3
(6,10)	—	—	—	—	3372,1
(3,8)	—	—	—	—	3368,7
(5,10)	—	—	—	—	3392,7
(6,11)	—	—	—	—	3409,8
(4,10)	—	—	—	—	3416,5
(5,11)	—	—	—	—	3429,2
(6,12)	—	—	—	—	3446,6
(5,12)	—	—	—	—	3467,5
(6,13)	—	—	—	—	3485,1

Tabelle 8a. Werte der Schwingungsfrequenzen.

u	Ag^{107} w''_u	Cl^{35} w'_u	Ag^{109} w''_u	Cl^{35} w'_u	Ag^{107} w''_u	Cl^{37} w'_u	Ag^{109} w''_u	Cl^{37} w'_u
0	343,6	281.0	342.4	—	336,0	276	—	—
½	342.4	275.0	341.3	275	334.9	270	—	—
1	341.3	268.3	—	—	—	263.6	—	—
1½	340.2	262	339.0	262	332.7	257	—	—
2	339.0	255.1	—	255.0	332.5	251.1	—	250.7
2½	337.8	249	336.8	249	330.5	245	—	—
3	336.5	242.8	—	242.4	329.9	238.5	—	238.4
3½	335.5	235	334.5	235	328.3	231.3	—	—
4	334.3	226.4	332.4	226.2	327.0	223.2	325.9	222.5
4½	333.2	217	332.2	217	326.2	214	—	—
5	331.9	206 ?	330.7	—	325.0	—	324.5	—
5½	330.8	194 ?	330.0	194	324.0	—	—	—
6	329.6	173 ?	328.9	—	322.9	—	322.2	—
6½	328.5	—	327.8	—	321.8	—	—	—
7	327.1	—	326.7	—	320.7	—	319.5	—
7½	326.2	—	325.6	—	319.6	—	—	—
8	325.2	—	324.4	—	—	—	—	—
8½	323.8	—	323.3	—	317.4	—	—	—
9	322.5	—	322.2	—	—	—	—	—
9½	321.5	—	—	—	—	—	—	—
10½	319.2	—	—	—	—	—	—	—
11½	316.8	—	—	—	—	—	—	—
12½	314.5	—	—	—	—	—	—	—

$u = v + \frac{1}{2}$ = effektive Quantenzahl.
v = wahre Quantenzahl.
$''$ = normal. $'$ = angeregt.
$u = \frac{1}{2}$ = tiefster vorkommender Schwingungszustand.
$u = 0$ schwingungsloser Zustand.

Da die Anregungsspannung zu 1.1 ± 0.12 Volt gefunden wird, wird geschlossen, daß die Silberhalogenide dissoziieren in ein Silberatom in einem $^2D'$-Niveau und ein Halogenatom in einem metastabilen $^2P_{\frac{1}{2}}$-Niveau.

AgBr: Auch diese Verbindung ist von Franck und Kuhn [169] in Absorption des Dampfes untersucht. Sie zeigt kontinuierliche Absorption und darin Banden, die nach Rot abschattiert sind. Es werden die Wellenlängen für eine Anzahl von Kanten gegeben. Eine Ordnung derselben und eine Formel dafür liefert wieder Brice [209], der die Messungen weitgehend ergänzen und auch den Isotopieeffekt Ag_{107}, Ag_{109} und Br_{79}, Br_{81} feststellen kann; auch die Dissoziationsenergie wird angegeben.

AgJ: Mit AgJ haben sich Franck und Kuhn [169] zuerst beschäftigt. Es zeigt ein kontinuierliches Absorptionsband, dessen langwellige Grenze bei 3500 liegt und das ein Maximum bei 3170 hat. Darin liegen nach Rot abschattierte Banden zwischen 3349 und 3168. Der Dampf zeigt Bandenfluoreszenz. Es werden diffuse Bandenreihen in den Absorptionsspektren von AgJ und AgBr-Dampf gedeutet. Zur Erklärung der kontinuierlichen Absorptionsbanden sehe man auch Kuhn [203].

Tabelle 9. Wellenlängen der Bandenköpfe der AgBr.-Isotopen.

(v′, v″)	$Ag^{107}Br^{79}$ λ (Luft)	$Ag^{109}Br^{79}$ λ	$Ag^{107}Br^{81}$ λ	$Ag^{109}Br^{81}$ λ
(2,0)	3165.3 ?	—	—	—
(3,1)	3174.9 ?	—	—	—
(1.0)	3182.15 ?	—	—	—
(1.1)	—	—	—	—
(2.1)	3190.2 ?	—	—	—
(0.0)	—	—	—	3199.5 ?
(4.3)	—	—	—	3210.4 ?
(2.2)	—	—	—	3215.7 ?
(0.1)	—	—	—	3225.23 ?
(1.2)	—	—	—	3232.7 ?
(4.4)	—	—	—	3236.2 ?
(2.3)	—	—	—	3241.3 ?
(0.2)	—	—	—	3250.76
(1.3)	—	—	—	3258.34
(2.4)	—	—	—	3267.0 ?
(0.3)	—	—	—	3276.66
(1.4)	—	—	3284.55	3284.21
(2.5)	—	—	3292.93	3392.59
(3.6)	—	—	—	3301.68 ?
(0.4)	—	—	—	3302.76
(1.5)	3311.69	3311.21	3310.84	3310.37
(2.6)	3320.17	3319.68	3319.33	3318.76
(3.7)	3329.76	3329.21	3328.73	3328.16
(1.6)	3338.41	3337.86	3337.43	3336.87
(2.7)	3346.93	3346.34	3345.84	3345.25
(3.8)	3356.52	3355.84	3355.27	3354.64
(4.9)	3367.38	3366.70	3366.11	3365.36
(2.8)	3374.03	3373.30	3372.69	3371.97
(3.9)	3383.53	(Ag 3383)	3382.13	3381.40
(4.10)	3394.51	3393.65	3392.91	3392.00
(2.9)	—	—	—	3398.97
(3.10)	3410.95	3410.05	3409.30	3408.42
(4.11)	3421.97	3420.96	3420.15	3419.18
(5.12)	—	—	—	3431.06 ?
(3.11)	—	3437.68	—	3435.91 ?
(4.12)	3449.48 ?	3448.34 ?	3447.43	3446.51
(5.13)	—	—	3460.16 ?	3458.78 ?
(6.14)	—	—	—	3473.29 ?
(5.14)	—	—	—	3486.87 ?
(6.15)	—	—	—	3500.85 ?

Brice [209] ergänzt diese Messungen, findet den Isotopieeffekt und berechnet die Molekülkonstanten. Die folgende Tab. 10 gibt die Wellenlängen der Bandenkanten von AgJ.

Ferner sind noch schwache nicht eingeordnete Banden des AgJ bei: 3015.8, 3053.3, 3074.3, 3094.8, 3113.7, 3115.9, 3136.4, 3138.2, 3156.4.

Tabelle 10.

(v′, v″)	$Ag^{107}J$	$Ag^{109}J$
(0.4)	—	3294.74
(1.5)	—	—
(0.5)	3317.35	3316.83
(1.6)	3326.47	3325.89
(0.6)	—	—
(1.7)	3348.77	3348.04
(2.8)	3358.73	3358.08
(1.8)	3371.27	3370.47
(2.9)	3381.31	3380.44
(1.9)	3394.01	3393.04
(2.10)	3404.10	3403.06
(3.11)	3415.55	3414.32
(2.11)	3427.04	3425.83
(3.12)	3438.24	3436.93
(2.12)	3450.16	3448.87
(3.13)	3461.50	3460.13
(2.13)	3473.67	3472.23
(3.14)	3484.84	3483.38
(3.15)	3508.47	3506.82
(4.16)	3521.62?	3519.86?
(3.16)	3532.16	3530.42
(4.17)	3545.83	3543.79
(3.17)	3556.55?	3554.61?

Zum Schluß folgt in Tab. 11 noch eine Gesamtübersicht über die Konstanten der Molekülspektra der Halogenverbindungen des Silbers.

Tabelle 11. Molekularkonstanten der Silberhalogenide.

		AgCl	AgBr	AgJ
Grundzustand	ν_e	31606.92 cm^{-1}	31280.43	31190.87
(0.0) Bande	ν_0	31574.40 cm^{-1}	31246.02	31152.24
Schwingungsfrequenzen . .	ω_0''	342.4 cm^{-1}	247.05	205.75
	ω_0'	275.0 cm^{-1}	176.2	126.2
	ω_0''	343.6 cm^{-1}	247.72	206.18
	ω_e'	281.0 cm^{-1}	180.8	131.3
Anharmonische Konstanten	$\omega_e'' x_e''$	1.163	0.6795	0.4327
	$\omega_e' x_e'$	6.00	4.45	5.175
	$\omega_e' y_e'$	— 0.095	— 0.060	— 0.050
Dissoziationswärmen . . .	D_0''	3.11 Volt	2.77	3.02
	D_0''	0.33 Volt	0.21	0.10
	D_e	3.1 Volt	2.6	2.0
Größe von J′/J″.	ω_0''/ω_0'	1.25	1.40	1.63
Reduzierte Masse.	μ	26.37	46.47	58.05
Kernabstand	r_0'	2.06 A	2.30 A	2.44
Trägheitsmoment	J_0''	185 · 10^{-40} gm-cm^2	406 · 10^{-40}	572 · 10^{-40}

Gleichung der beobachteten Bandenköpfe der 3 Silberhalogenide:

$$\nu = \nu_e + \omega_e' u' - \omega_e' x_e' u'^2 + \omega_e' y_e' u'^3 - \omega_e'' u'' + \omega_e'' x_e'' u''^2$$

$Ag^{107}Cl^{35}$: $\nu = 31606.92 + 281.0\,u' - 6.00\,u'^2 - 0.095\,u'^3 - 343.6\,u'' + 1.163\,u''^2$

$Ag^{109}Br^{81}$: $\nu = 31280.43 + 180.8\,u' - 4.45\,u'^2 - 0.060\,u'^3 - 247.72\,u'' + 0{,}6795\,u''^2$

$Ag^{107}J$: $\nu = 31190.87 + 131.3\,u' - 5.175\,u'^2 - 0.050\,u'^3 - 206.18\,u'' + 0.4327\,u''^2$.

Es wird der Elektronenübergang ${}^1\Sigma - {}^1\Sigma$ angenommen. Die beobachteten Abstände des Niveaus der Isotopen der 3 Silberhalogenide werden bei Brice an Hand von Tabellen mit den berechneten verglichen.

Dünne Schichten von metallischem Silber lassen bekanntlich im Ultraviolett bei etwa λ 3200 einen schmalen Streifen des Spektrums durch. Lord Rayleigh [204] findet, daß mit steigender Temperatur dieser Streifen nach längeren Wellen rückt. So liegt das Maximum der Durchlässigkeit bei -180^0 bei λ 3180, bei $+254^0$ bei λ 3300.

Gleason [189] mißt das Reflexionsvermögen für kurze Wellenlängen. Über das Reflexions- und Absorptionsvermögen des metallischen Silbers in diesem Bereiche sind noch eine Reihe weiterer Arbeiten erschienen, die wir in diesem Zusammenhang übergehen.

Röntgenspektrum.

Im Röntgenbereiche konnte die Meßgenauigkeit der Linien auf 4—5 Stellen, die der Absorptionskanten auf 3—4 Stellen gesteigert werden. Für die L-Reihe liegen Messungen von Coster [137], Druyvesteyn [180], Webster [196] und Richt-

Messungen mit Kristallgitter.

Wellenlängen in XE, bezogen auf Kalkspat: $d_{18^0 \atop n=\infty} = 3029.45$.

Emission, L-Serie.

Übergänge	Bezeichnung	i	Coster [137]	Druyvesteyn [180]	Webster [196]	Richtmyer [191]
L_{III} M_I	l	0	4697.6	—	—	—
L_{II} M_I	η	0	4410.1	—	—	—
L_{III} M_{IV}	α_2	1	4153.82 ¹)	—	4153.82 ¹)	—
L_{III} M_V	α_1	10	4145.64 ¹)	—	—	4145.6 ¹)
Funkenl.	α_3	00	—	4135.5	4134.7	4131.9
„	α_4	00	4131.0	4131.5	4130.5	4130.6
„	α_5	00	4125.4	4126.1	4125.6	4125.6
„	α_6	00	4119.4	4119.4	4119.0	4119.3
„	α_7	00	—	4113.4	—	4112.5
L_{II} M_{IV}	β_1	6	3926.64 ¹)	—	—	3926.6 ¹)
Funkenl.	β_1'	00	3914	—	—	3915.0
„	β_1''	00	3906.9	—	—	3907.1
L_I M_{II}	β_4	1	3861.09 ¹)	—	—	—
L_I M_{III}	β_3	1	3824.45 ¹)	—	—	—
L_{III} N_I	β_6	00	3799.4	—	—	—
L_{III} $N_{IV.V}$	β_2	2	3693.83 ¹)	—	—	3693.8 ¹)
Funkenl.	β_2'	00	3663.3	3663.5	—	3663.7
„	β_2''	00	3653.7	3653.6	—	3653.9
L_I M_{IV}	β_{10}	00	3630	—	—	—
L_I M_V	β_9	00	3620	—	—	—
L_{II} N_I	γ_5	00	3607.3	—	—	—
L_{II} N_{IV}	γ_1	1	3514.85 ¹)	—	—	—
Funkenl.	γ_1'	00	3479.5	3480	—	—
L_I $N_{II.III}$	$\gamma_{2.3}$	00	3299.7	—	—	—
Funkenl.	$\gamma_{2.3}'$	00	—	3270	—	—

Richtmyer [191] bringt noch weitere Satelliten:

$\beta_1^{III} = 3899.6$ | $\beta_2(b) = 3658.7$
$\beta_1^{IV} = 3893.5$ | $\beta_2(c) = 3646.5$
$\beta_2(a) = 3689.3$

¹) Nach älteren Messungen von Hjalmar [124].

Emission, K-Serie.

Übergänge	Bezeichnung	i	Lang [1]) [146]	Leide [155]	Kellström [173]
KL_{II}	α_2	5	562.52	562.64	562.669
KL_{III}	α_1	10	558.18	558.21	558.277
KM_{II}	β_3	00	496.07	496.98	496.647
KM_{III}	β_1	2		496.33	496.009
$KN_{II,\,III}$	β_2	0	—	486.10	486.030

Absorption.

Niveau	Art	i	Coster [137]	Coster und Müller [161]	van Dyke und Lindsay [167]	Enger [181]	Leide [155]
L_{III}	Kante	st.	3684.4	3693.0	3690.8	—	—
L_{II}	„	m.	3504.7	3506.7	3506.7	—	—
L_I	„	schw.	3260.5	3244.8	3247.4	—	—
K	„	st.	—	—	—	484.48	484.80

myer [191] vor, die außer den schon früher bekannten eine größere Anzahl schwächerer Linien auffanden. Die beiden letzten konnten bei einigen Linien Satelliten nachweisen. Lang [146], Leide [154, 155, 165], Kellström [173] und D'heil [210] machen neue Messungen in der K-Reihe. Jönsson [172] bestimmt die relativen Linienintensitäten und -breiten [183], für letzteres ist auch Valasek [206] zu nennen, desgleichen Spencer [214a]. Auch Dauvillier [143a] gibt Intensitätsmessungen.

Auch für die Absorptionskanten liegen mehrere neue Messungen vor. Coster [137], Coster und Mulder [161], van Dyke und Lindsay [167] finden und bestimmen die 3 erwarteten Kanten der L-Absorption, während Enger [183] und Leide [155] die früher bekannte K-Kante neu messen. Davis und Purks [179] finden hier eine von der chemischen Bindung abhängende Feinstruktur. Kellström [174] und Brackhurst [188] geben Messungen des Absorptionskoeffizienten im Gebiete der L-Kanten.

Die Bezeichnungen der Röntgenniveaus sind nach Bohr und Coster gewählt, die der Linien nach Siegbahn.

Den Schluß bildet eine Tabelle der Röntgenniveauwerte nach Siegbahn. Für das K-Niveau wurde der experimentell bestimmte Wert der Absorptionskante zugrunde gelegt, die übrigen sind aus den Linienfrequenzen berechnet.

Energiewerte der Röntgenniveaus nach Siegbahn [2]).

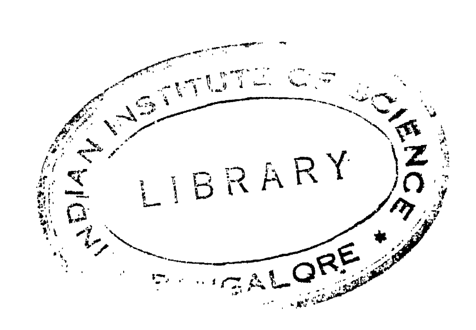
Röntgen-niveau	K	L_I	L_{II}	L_{III}	M_I	M_{II}	M_{III}	M_{IV}
Opt. Symbol	$1\,^2S_{1/2}$	$2\,^2S_{1/2}$	$2\,^2P_{1/2}$	$2\,^2P_{3/2}$	$3\,^2S_{1/2}$	$3\,^2P_{1/2}$	$3\,^2P_{3/2}$	$3\,^2D_{3/2}$
$\frac{\nu}{R}$	**1880.9**	282.0	261.3	248.6	54.7	46.1	43.7	29.2

[1]) Relativ zu Cu $K\alpha_1$ = 1537.30 XE. Bei α_1, α_2 Mittelwerte aus 1., 2., 3. Ordnung.
[2]) Spektroskopie der Röntgenstrahlen, Berlin 1931, 2. Aufl., p. 346.

Energiewerte der Röntgenniveaus nach Siegbahn (Fortsetzung).

Röntgen-niveau	M_V	N_I	$N_{II,III}$	N_{IV}	N_V			
Opt. Symbol	$3\,^2D_{5/2}$	$4\,^2S_{1/2}$	$4\,^2P_{1/2,\,3/2}$	$4\,^2D_{3/2}$	$4\,^2D_{5/2}$			
$\frac{\nu}{R}$	28.8	8.7	5.9	2.1	1.9			

Abgeschlossen am 15. Nov. 1931.



Aluminium (Al = 26.97, Z = 13).

Literatur.

1. Nachtrag zu Bd. VII_1 p. 48—50.

[156] T. Royds, The different character of spectrum lines belonging to the same series. Kodaikan. Bull. **43** p. 109—112 (1914).

[157] T. Takamine and Shigeh Nitta, The spark and the vacuum arc spectra of some metals in the extreme ultraviolet. Mem. Coll. Kyoto **2** p. 117—135 (1917).

[158] J. C. McLennan, J. F. Young and H. J. C. Ireton, Arc spectra in vacuo and spark spectra in helium of varions elements. Proc. Roy. Soc., A **98** p. 96—109 (1920).

2. Fortsetzung.

[159] A. de Gramont et G. A. Hemsalech, Sur les conditions d'émission des raies d'étincelle. C. R. **173** p. 278—284 (1921).

[160] A. Hörnle, Über Zentren und räumliche Verteilung der Lichtemission der Metalle, besonders im elektrischen Bogen. Jhrb. Radioakt. **18** p. 297—326 (1921).

[161] E. H. Kurth, Soft X-rays of characteristic type. Phys. Rev. (2) **17** p. 528—529 (1921).

[162] E. H. Kurth, The extension of the X-ray spectrum to the ultraviolet. Phys. Rev. (2) **18** p. 461—476 (1921).

[163] R. A. Millikan, The further extension of the ultra-violet spectrum and the progression with atomic number ... Proc. Nat. Acad. **7** p. 289—294 (1921).

[164] F. Paschen und E. Back, Liniengruppen magnetisch vervollständigt. Physica **1** p. 261 bis 273 (1921).

[165] C. Ramsauer und F. Wolf, Leuchtdauer der Spektrallinien im erlöschenden Bogen. Ann. d. Phys. (4) **66** p. 273—296 (1921).

[166] R. Seeliger und D. Thaer, Die Bogen- und Funkenspektra der Alkalien, Erdalkalien und Erden. Ann. d. Phys. (4) p. 423—448 (1921).

[167] J. A. Anderson, The spectral energy distribution and opacity of wire explosion vapors. Proc. Nat. Academ. Amer. **8** p. 231—232 (1922).

[168] Erik Bäcklin, Notiz über die Erregung der sogen. Funkenlinien in der K-Reihe der Röntgenspektren und .... Zs. f. Phys. **27** p. 30—31 (1922).

[169] L. et E. Bloch, Spectres d'étincelles dans l'eau. J. d. Phys. et le Radium (6) **3** p. 309—325 und C. R. **174** p. 1456—1457 (1922).

[170] C. L. Glaser, Über das Spektrum des Berylliums und eine bemerkenswerte Beziehung zu dem Aluminium. Ann. d. Phys. (4) **68** p. 73—88 (1922).

[171] A. de Gramont, Raies ultimes et series spectrales. C. R. **175** p. 1025—1030 (1922).

[172] G. D. Schellenberger, Two new lines in the aluminium spectrum and their possible series relations. Phys. Rev. (2) **19** p. 398—399 (1922).

[173] L. de Boisbaudran et A. de Gramont, Analyse spectrale. Paris, Hermann 1923.

[174] J. A. Carrol, Notes on the series spectra of the aluminium sub-group. Proc. Roy. Soc. A **103** p. 334—338 (1923).

[175] F. Fues, Die Verwandtschaft des Bogenspektrums von Natrium mit dem ersten Funkenspektrum von Magnesium und dem zweiten Funkenspektrum von Aluminium. Zs. f. Phys. 13 p. 211 bis 221 (1923).

[176] J. J. Hopfield and S. W. Leifson, Wavelength standards in the extreme ultra violet. Astrophys. J. **58** p. 59—63 (1923).

[177] Frank Horton, Ursula Andrewes and Ann Catherine Davies, Excitation potentials of caracteristic X-rays from certain metals. Phil. Mag. (6) **46** p. 721—741 (1923).

[178] R. O. Hutchinson, Arc and spark spectra of Aluminium, Zinc and Carbon in the extreme ultraviolet. Astrophys. J. **58** p. 280—293 (1923).

[179] A. Landé, Termstruktur und Zeeman-Effekt der Multipletts. Zs. f. Phys. **15** p. 189—205 (1923).

[180] F. Paschen, Über die Schwingungsdifferenzen der Linien des Dubletts. Naturw. **11** p. 434—435 (1923).

[181] F. Paschen, Die Funkenspektren des Aluminiums. Ann. d. Phys. (4) **71** p. 142—161 und p. 537—561 (1923).

[182] St. Procopiu, Sur les spectres d'arc des métaux dans divers milieux et dans le vide. C. R. **176** p. 385—388 (1923).

[183] St. Procopiu, Sur l'aspect des raies de flammes .... C. R. **176** p. 504—507 (1923).

[184] R. A. Sawyer and A. L. Becker, The explosion spectra of the alkaline earth metals. Astrophys. J. **57** p. 98—113 (1923).

[185] X. Waché, Recherches quantitatives sur le spectre d'étincelle ultraviolet du cuivre dans l'aluminium. C. R. **177** p. 39—41 (1923).

[185a] W. Gerlach, Über neue spektroskopische Absorptionsmethoden. Festschrift Frankfurt p. 45—61 (1924).

[186] Assar Hadding, On the structure of X-ray analysis spectrograms. Lunds Univ. Årsskr. N. F. 20 II, **8** (1924).

[187] D. R. Hartree, Some relations between the optical spectra of different atoms of the same electronic structure. II Aluminium and copper-like atoms. Proc. Roy. Soc. **A 106** p. 552—580 (1924).

[188] W. M. Hicks, Notes on the constitution of spectra. Phil. Mag. (6) **48** p. 321—348 (1924).

[189] Seiichi Higuchi, On the absorption of near infra-red radiation by alums. Sc. Reports Tohoku Univ. **12** p. 359—363 (1924).

[190] E. O. Hulburt, The absorption lines in the spectrum of the metallic spark in water. Phys. Rev. (2) **24** p. 129—133 (1924).

[191] E. O. Hulburt, Balmer lines from hydrogen in certain gases. Phys. Rev. (2) **23** p. 107 (1924).

[192] E. O. Hulburt, The ultra-violet absorption of the spark in water between metallic electrodes. Phys. Rev. (2) **23** p. 108—109 (1924).

[193] W. Jevons, On the band spectra of silicon oxide and chloride and chlorides of carbon, boron and aluminium. Proc. Roy. Soc. A **106** p. 174—194 (1924).

[194] M. Kimura and G. Nakamura, Cathode spectra of metals. Japan. J. of Phys. **3** p. 43—44 (1924).

[195] M. Kimura and G. Nakamura, A classification of enhanced lines of various elements. Japan. J. of Phys. **3** p. 197—215 (1924).

[196] M. Kimura, Classification of enhanced lines of various elements. Japan. J. of Phys. **3** p. 219—225 (1924).

[197] P. Lukirsky, Über weiche Röntgenstrahlen. Zs. f. Phys. **22** p. 351—367 (1924).

[198] Th. Lyman, Series in the spectra of aluminium and magnesium in the extreme ultraviolet. Nat. **114** p. 461—462 (1924). — Science **60** p. 388 (1924).

[199] Donald H. Menzel, A Study of line intensities in the stellar spectra. Harv. Coll. Obs. Circ. **258** p. 1—20 (1924).

[200] R. A. Millikan and J. S. Bowen, Extreme ultra-violet spectra. Phys. Rev. (2) **23** p. 1—34 (1924).

[201] W. Mörikofer, Das Bandenspektrum des Aluminiumhydrids. Verh. Schweiz. Naturf. Ges. II p. 106—107 (1924).

[202] St. Procopiu, Sur l'apparition des raies ultimes dans les spectres de l'arc électrique. Ann. de Phys. (10) **1** p. 112 (1924).

[203] St. Procopiu, Sur la largeur des raies du spectre de l'arc électrique à diverses pressions. J. de phys. et le Rad. (6) **5** p. 220—224 (1924).

[204] St. Procopiu, Sur les spectres de l'arc entre metaux, dans divers milieux et dans le vide. Ann. de Phys. (10) **1** 89—133 p. (1924).

[205] Henry Norris Russel, Singlett series in the spark spectrum of aluminium. Nature **113** p. 163 (1924).

[206] Felix J. v. Wišniewski, Zur Theorie des Funkenspektrums des Aluminiums. Phys. Zs. **25** p. 477—480 (1924).

[207] Erik Bäcklin, Das K-Dublett der leichteren Elemente und Abhängigkeit der Röntgenspektren von der chemischen Bindung. Zs. f. Phys. **33** p. 547—556 (1925).

[208] J. S. Bowen und R. A. Millikan, Relations of P P′groups in atoms of the same electronic structure. Phys. Rev. (2) **26** p. 150—164 (1925).

[209] J. S. Bowen und R. A. Millikan, Series spectra of two-valence-electron systems and three valence electron systems. Nat. **115** p. 422—423 (1925).

[210] G. Eriksson und E. Hulthén, Über die Bandenspektra von Aluminium. Zs. f. Phys. **34** p. 775—787 (1925).

[211] G. Eriksson und E. Hulthén, Berichtigung zu der Arbeit: Über die Bandenspektra des Aluminiums. Zs. f. Phys. **35** p. 722 (1926).

[212] P. Kapitza und H. W. B. Skinner, The Zeeman-effect in strong magnetic fields. Proc. Roy. Soc. A **109** p. 224—239 (1925).

[213] A. S. King, Spectroscopie phenomena of the high current arc. Astrophys. J. **62** p. 238—267 (1925).

[214] Kanakendu Majumdar and Naline Kauta Sur, On the absorption spectrum of aluminium. Nat. **115** p. 459 (1925).

[215] O. Laporte, Some remarks on permitted terms in the spectra of the lighter elements. J. Wash. Acad. **15** p. 409—413 (1925).

[216] R. Mecke, Bandenspectra. Phys. Ztschr. **26** p. 217—237 (1925).

[217] W. Mörikofer, Die Bandenspektren des Aluminiums. Diss. Basel (1925).

[218] R. S. Mullikan, On a class of one valence electron emitters of band spectra. Phys. Rev. (2) **26** p. 561—572 (1925).

[219] W. C. Mc Quarrie, The spectra of silicon and aluminium. Phil. Mag. (6) **50** p. 819—821 (1925).

[220] K. Rangadhama Rao, On the spectra of the metals of the aluminium sub group. Proc. Phys. Soc. **37** p. 259—264 (1925).

[221] A. E. Ruark and Roy L. Chenault, Fine structure of spectrum lines. Phil. Mag. (6) **50** p. 938—956 (1925).

[222] E. Schrödinger, Die wasserstoffähnlichen Spektren vom Standpunkte der Polarisierbarkeit des Atomrumpfes. Ann. d. Phys. (4) **77** p. 43—70 (1925).

[223] Sinclair Smith, A study of electrically exploded wires. Astrophys. J. **61** p. 186—203 (1925).

[224] Erik Bäcklin, Röntgenstrahlen und chemische Bindung. Zs. f. Phys. **38** p. 215 (1926).

[225] R. T. Birge and W. C. Pomery, The spectrum analysis of the band spectrum of Al O (λ 5200 — λ 4650). Phys. Rev. (2) **27** p. 107 (1926) Abstr.

[226] J. S. Bowen and R. A. Millikan, Stripped oxygen, O VI, the PP′group in O V and new aluminium lines in the extreme ultraviolet. Phys. Rev. (2) **27** p. 144—149 (1926).

[227] J. S. Bowen and S. B. Ingram, Wavelength standards in the extreme ultra-violet spectra of carbon, nitrogen, oxygen and aluminium. Phys. Rev. (2) **28** p. 444—448 (1926).

[228] Edward Condon, A theory of intensity distribution in band spectrum. Phys. Rev. (2) **28** p. 1182—1201 (1926).

[229] John G. Frayne and Alpheus W. Smith, The absorption spectra of the vapours of aluminium, gallium .... Phys. Rev. (2) **27** p. 23—30 (1926).

[230] M. Holweck, Spectrométrie de la série K des éléments legers .... C. R. **183** p. 48—51 (1926).

[231] M. Holweck, La spectroscopie des radiations intermédiaires entre la lumière et les rayons X. J. de phys. et le Radium (6) **7**, p. 337—338 (1926).

[232] T. Hori, On the absorption spectra produced by the explosion of various elements. Sc. Pap. Inst. phys. chem. res. **4** p. 59—78 (1926).

[233] E. Hulthén and V. Zumstein, The absorption spectra of some hydride compounds in the ultra-violet. Phys. Rev. (2) **28** p. 19—24 (1926).

[234] H. Ludloff, Zur Termdarstellung der AlH-Banden. Zs. f. Phys. **39** p. 519—527 (1926).

[235] Robert S. Mulliken, Electronic states and band spectrum structure in diatomie molecules .... Phys. Rev. (2) **28** p. 1202—1222 (1926). — Ib. **29** p. 391—412 (1927).

[236] W. C. Pomery, The fine structure of the 4842 band of Al O. Phys. Rev. (2) **27** p. 640 (1926).

[237] R. A. Sawyer, On the deep lying terms in two- and threevalent electron system spectra. J. O. S. Am. **13** p. 431—442 (1926).

[238] N. K. Sur and K. Majumdar, On the absorption spectra of aluminium and cobalt. Phil. Mag. (7) **1** p. 451—461 (1926).

[239] C. F. Elan, Banded Stucture in Aluminium and Copper. Nature **120** p. 259 (1927).

[240] Franklin L. Hunt, X-rays of long wave length from a ruled grating. Phys. Rev. (2) **30** p. 227—231 (1927).

[241] Hantaro Nagaoka, Daizo Nukiyama and Tetsugaro Futagami, Instantaneous spectrograms of boron, aluminium and thallium. Proc. Imp. acad. Tokyo **3** p. 319—323; 324—329; 330—333 (1927).

[242] W. C. Pomeroy, The quantum analysis of the band spectrum of AlO. Phys. Rev. (2) **29** p. 59—78 (1927).

[243] R. A. Sawyer und F. Paschen, Das erste Funkenspektrum des Aluminiums Al II. Ann. d. Phys. (4) **84** p. 1—19 (1927).

[244] William W. Watson and B. Perkins jr., Zeeman effect in the band spectra of AgH, AlH, ZnH, and MgH. Phys. Rev. (2) **30** p. 592—597 (1927).

[245] Torsten Wetterblad, Die $K\beta_1$-Linien von Na, Mg, Al .... Zs. f. Phys. **42** p. 603—613 (1927).

[246] Torsten Wetterblad, Über die Funkenlinien des K-Spektrums von Natrium, Magnesium und Aluminium. Zs. f. Phys. **42** p. 611 (1927).

[247] Ernst Bengtsson, Über die Bandenspektren von Aluminiumhydrid. Zs. f. Phys. **51** p. 889—898 (1928).

[248] E. Bengtsson und E. Hulthén, Über eine experimentelle Prüfung der Kombinationsregeln unter den Bandenspektren. Zs. f. Phys. **52** p. 275—279 (1928).

[249] M. J. Druyvesteyn, Het Röntgenspektrum van de tweede soort. Diss. Groningen (1928).

[250] Erik Ekefors, Das Spektrum von Aluminium im extremen Ultraviolet. Zs. f. Phys. **51** p. 471—480 (1928)

[251] J. Franck und H. Sponer, Beitrag zur Bestimmung der Dissoziationsarbeit von Molekülen aus Bandenspektren. Göttinger Nachr. p. 241—253 (1928).

[252] C. C. Kiess, Interferometer measurements of wave-lengths in the vacuum arc spectra of titanium and other elements. J. Bur. of Stand **4** p. 77—90 (1928).

[253] Fritz Löwe, Atlas der letzten Linien der wichtigsten Elemente. Dresden-Leipzig, Steinkopff (1928).

[254] Egon Lorenz, Über die Intensität der Röntgenspektrallinien, insbesondere der K-Serie des Aluminium .... Zs. f. Phys. **51** p. 71—94 (1928).

[255] M. Miyanishi, The nature of streamers in elektric sparks. Japan. J. of phys. **5** p. 67—82 (1928).

[256] R. F. Paton and G. M. Rassweiler, The vacuum spark spectrum of aluminium. Phys. Rev. (2) **31** p. 151 (1928).

[257] Adolfo T. Williams, Sur les raies ultimes du mercure et de l'aluminium. C. R. **187** p. 761 bis 763 (1928).

[258] Ilse Wyneken, Die Energieverteilung im kontinuierlichen Spektrum des Aluminium-Unterwasserfunkens. Ann. d. Phys. (4) **86** p. 1071—1088 (1928).

[259] Kwanichi Asago, Stark effect for the spectral lines of chlorine, bromine and jodine. Scient. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo **11** p. 243—250 (1929).

[260] Iva Backhurst, The absorption of X-rays from 0,63 to 2 A. U. Phil. Mag. (7) **7** p. 353 bis 373 (1929).

[261] E. Bengtsson und E. Hulthen, Trans. Farad. Soc. **25** p. 751 (1929). Metallhydride.

[261a] A. Corsi, Classificazione delle righe dell' allumino e del mercurio. N. Cim. (N. S.) **6** p. 206—215 (1929).

[262] Henry Crew, On The influence of a hydrogen atmosphere upon the arc spectra of certain metals. Phil. Mag. (7) **7** p. 312—316 (1929).

[263] P. Daure, Sur les radiations secondaires observées dans la diffusion moléculaire de la lumière (effet Raman). C. R. **188** p. 61—62 (1929).

[264] G. Joos, Die Linienspektra der chem. Elemente in ihren verschiedenen Ionisationszuständen. Hdb. d. Exp.-Phys. W. Wien u. F. Harms (1929). Akadem. Verlagsgesellsch. Leipzig. Bd. **22** p. 240—242.

[264a] J. v. Koczkás, Die ultraviolette Absorption der anorganischen Salzlösungen. I. Die Absorption der Chloride. Zs. f. Phys. **59** p. 277—288 (1929).

[265] R. Mecke, Bandenspektra, Hdb. d. Phys. Geiger-Scheel. Jul. Springer, Berlin (1929). Bd. **21** p. 542 u. 544.

[266] William D. Lansing, New terms in the spectra of Al I, Ga I and Zn I. Phys. Rev. (2) **34** p. 597—598 (1929).

[267] A. Larsson, Experimentelle Untersuchung über die Dispersion der Röntgenstrahlen. Upsala Univ. Årsskr. (1929).

[268] S. K. Mukherjee and P. N. Sengupta, The Raman spectra of sulphuric acid and the sulphates. Ind. J. of Phys. **3** p. 503—505 (1929).

[269] R. F. Paton and W. D. Lansing, New terms in the spectrum of Al I. Phys. Rev. (2) **33** p. 1099 (1929).

[270] E. W. H. Selwyn, Arc spectra in the region λ 1600 — 2100 A. U. Proc. Phys. Soc. London **41** p. 392—403 (1929).

[271] Erik Bäcklin, Absolute Wellenlängenbestimmungen der Röntgenstrahlen. Diss. Uppsala 78 pp. (1930).

[272] Ernst Bengtsson und Ragnar Rydberg, Die Bandenspektra von Aluminiumhydrid. Zs. f. Phys. **59** p. 546—557 (1930).

[273] B. Edlén et A. Ericson, Sur le spectre d'étincelle condensée dans l'ultraviolet extrème jusqu'à 88 A. C. R. **190** p. 116—118 (1930).

[274] B. Edlén et A. Ericson, Sur le spectre de l'aluminium dans l'ultraviolet extrème. C. R. **190** p. 173—174 (1930).

[275] Erik Ekefors, Spektren im extremen Ultraviolett. Phys. Ztschr. **31** p. 737—738 (1930).

[276] Algot Ericson und Bengt Edlén, Serienspektren der leichtesten Elemente im extremen Ultraviolett. Zs. f. Phys. **59** p. 656—679 (1930).

[277] Yoshio Ishida and Masaichi Fukushima, On the Stark-effect of aluminium and carbon. Scient. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo **14** 123—143 p. (1930).

[278] L. S. Ornstein und W. R. van Wijk, Temperaturbestimmungen im elektrischen Bogen und aus dem Bandenspektrum. Proc. Amsterd. **33** p. 44—46 (1930).

[279] R. de L. Kronig, Über den spontanen Zerfall zweiatomiger Moleküle. Zs. f. Phys. **62** p. 300—310 (1930).

[280] E. Paschen, Eine Erweiterung der einfachen Spektra. Berliner Ber. p. 574—578 (1930).

[281] C. Ramaswamy, Raman spectra of inorganic sulfates and nitrates. Ind. J. of Phys. **5** p. 193—206 (1930).

[282] M. Södermann, Some precision measurements in the soft X-ray region. Phil. Mag. (7) **10** p. 600—616 (1930).

[283] G. Stenwinkel, Zur Deutung einiger Prädissoziationserscheinungen in Bandenspektren. Zs. f. Phys. **62** p. 201—207 (1930).

[284] Otto Struve, Identification of Al III and of Al II in stellar spectra. Astrophys. J. **71** p. 67—69 (1930).

[284a] A. Terenin, Dissociation fluorescence of AgJ vapour. Physica **10** p. 209—212 (1930).

[284b] D. S. Villars and E. U. Condon, Predissociation of diatomic molecules from high rotationel states. Phys. Rev. (2) **35** p. 1028—1032 (1930).

[284c] J. Evershed, The shift towards red of the calcium, aluminium, and iron lines in the solar spectrum. Month. Not. **91** p. 260—270 (1931).

[285] L. Farkas, Über das Absorptionsspektrum des Aluminiumhydrids. Zs. f. Phys. **70** p. 733 (1931).

[286] V. Henri, Molekülstruktur. Leipzig bei Hirzel p. 131 ff. (1931).

[287] G. Herzberg, Die Prädissoziation und verwandte Erscheinungen. Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften **10** p. 207—285 (1931).

[288] R. C. Gibbs and P. G. Kruger, Nuclear spin of aluminium. Phys. Rev. (2) **37** p. 656—657 (1931).

[289] R. de L. Kronig, Molekülstruktur. Leipzig, S. Hirzel p. 155 ff. (1931).

[290] R. Mecke, Bandenspektra negativer Ionen. Zs. f. Phys. **72** p. 155—163 (1931).

[290a] L. S. Ornstein and H. Brinkman, Temperature determination from bandspectra. II. Rotational energy distribution in the cyanogen and Al O-bands, and temperature distribution in the arc. Proc. Amsterd. **34** p. 498—504 (1931).

[291] Manne Siegbahn, Spektroskopie der Röntgenstrahlen. 2. Aufl. Springer, Berlin (1931).

[292] Jonas Söderqvist und Bengt Edlén, Wellenlängennormalen im extremen ultravioletten Aluminiumspektrum. Zs. f. Phys. **69** 356—360 (1931).

[293] W. Weizel, Bandenspektren. Hdb. d. Exp.-Phys. Wien. Harms, Leipzig. Erg.-Bd. **1** p. 310 u. 326 (1931).

[294] H. E. White, Aluminium may have a nuclear spin. Phys. Rev. (2) **37** p. 1175 (1931).

Al I [264]. 3 Valenzelektronen mit Neonrumpf; gibt ohne Störung der abgeschlossenen Teilgruppe Dubletts. Ionisierungsspannung 5.957 V ($^2P_{\frac{1}{2}}$), Anregungsspannung 3.128 V ($2\,P_{\frac{1}{2}}$—$^2S_{\frac{1}{2}}$). Seit Erscheinen der Tabellen von Dunz [102] und Paschen [140], sowie von Fowler ist nur noch ein kurzwelliges Triplet von Bowen und Millikan [208] hinzugefügt: 1768.95, 1766.31, 1761.79. — Ferner ist zu der Tabelle auf S. 53 und 54 von Band VII nachzutragen, daß bei den beiden Dubletts der diffusen Nebenserie 3092/82 und 2575/67 die Bezeichnung vergessen ist, daß ferner 3 Paare, die nur von Kayser und Runge gegeben sind, fehlen, nämlich 2123.38 (1), 2118.52 (1) von der diffusen Nebenserie, und die Kombinationen: 2426.14 (4r), 2419.56 (2r) und 2231.20 (1r), 2225.70 (1r). Bei Fowler finden sie sich[1]).

Al II. Magnesiumähnliches Zweivalenzelektronensystem mit Triplett- und Singulett-Termen, Ionisierungsspannung 18.75 V ($^1S_0'$). Die Erkennung und Trennung der Spektren Al II und Al III gelang Paschen [181]. Er benutzt eine Hohlkathode aus Al in He; dann erzeugt Gleichstrom ein Gemisch von Al I und Al II. Verwendet man aber Funkenentladung, so tritt auch Al III auf, während höhere Ionisationsstufen

[1]) Kiess [252] hat 2 Linien im Vakuumbogen interferometrisch gemessen: 3961.527, 3944.009. Sawyer [237] fügt einen tiefen Term hinzu. Lansing [266] gibt neue Terme. — Zum Bau des Spektrums siehe Hicks [213].

ganz zu fehlen scheinen, wenigstens in dem von Paschen untersuchten Bezirk, λ 8000—λ 1930. Außerdem benutzt Paschen einen Abreißfunken nach dem Vorgange von Schüler.

Das Spektrum enthält nach der Theorie Serien von Singuletts und Tripletts. Letztere waren Paschen schon früher bei He-Aufnahmen aufgefallen, ohne daß er ihren Ursprung kannte. Jetzt ließ sich ihre Serie mit 4 N vorzüglich darstellen, — ebenso die von Al III mit 9 N. Al ist von besonderem Interesse, weil bei ihm zuerst diese Folge aus der Bohrschen Theorie bestätigt werden konnte.

Die Formeln für die Singuletts aufzustellen gelang Sawyer und Paschen [243], nachdem ersterer durch Vakuumfunken-Aufnahmen das Spektrum bis λ 933 ausgedehnt hatte. Dadurch ist das Spektrum wohl nahezu vollständig geordnet, wenn man noch die Beiträge von Bowen und Millikan [208, 226] hinzunimmt.

Es ist noch zu erwähnen, daß Kimura und Nakamura [194, 195, 196] eine angenäherte Trennung der Linien der verschiedenen Ionisationsstufen aus der Länge der Linien von der Kathode aus im Bogen und Funken versuchen. Sie geben an, daß sie für Al II und Al III nur Linien finden, die auch Paschen so bezeichnet hat, nur viel weniger.

Hier sei auch eine Arbeit von Miyanishi [255] angeschlossen. Schuster und Hemsalech (Phil. Trans. A 193 p. 189, 1900) haben zuerst eine spektrale Untersuchung der Einzelfunken einer oszillierenden Funkenentladung versucht, und die Geschwindigkeit gemessen, mit der sich die Lichtzentren in den von den Polen ausgehenden Lichtbüscheln (Miyanishi nennt sie streamers) bewegen. Später hat Royds (Phil. Trans. A 208 p. 340, 1908) gefunden, daß die Linien desselben Elementes zwei verschiedene Geschwindigkeiten ergeben. Miyanishi setzt die Untersuchung fort und findet 4 verschiedene Geschwindigkeiten, und zwar stellt sich heraus, daß die Geschwindigkeit von der Ionisationsstufe abhängt. Wenn man also in allen Fällen die Geschwindigkeit messen könnte — die meisten Linien sind aber zu lichtschwach dazu —, würde man eine völlige Trennung durchführen können. Näher auf das Detail einzugehen, würde zu weit führen; es sei nur gesagt, daß die streamers, die von der Anode und die von der Kathode ausgehen, sich verschieden verhalten. Die von der Anode ausgehenden haben für Al I die Geschwindigkeit 1700 m/sec, für Al II 2500 m, für Al III 2800 m, während in den von der Kathode ausgehenden streamers alle Linien die gleiche Geschwindigkeit von 1700 m zeigen.

Es folge nun in Tab. 1 das Verzeichnis der Linien von Al II, wie es von Sawyer und Paschen [243] gegeben ist, bis λ 2000. Tab. 2 enthält die Linien im Schumanngebiet nach den Messungen von Sawyer [243]; doch sind hier auch andere Messungen angegeben, deren eine größere Anzahl vorliegt. Dabei sind aber die ältesten recht ungenauen Angaben fortgelassen; nämlich solche von Handke [93], die sich aber auf S. 55 von Bd. VII finden, von Bloch [127], die auf S. 54 angegeben sind, von Takamine und Nitta [142] (siehe S. 54 u. 55), von Mc Lennan, Ainslie und Fuller [150] (siehe S. 54 u. 55), endlich von McLennan, Young und Ireton [158]. Dagegen sind berücksichtigt: Lyman [108], Hutchinson [178], Paschen [181], Millikan [200], Bowen und Millikan [208, 226], Bowen und Ingram [227]. Namentlich letztere Zahlen sind sehr zuverlässig; werden sie doch als Normalen benutzt. Für die Wellenlängen oberhalb 7500 vgl. man Bd. VII.

Tabelle 1. Al II nach Sawyer und Paschen [243].

$4^1D - 4^1F$	7471	37	1
$5^3F_4 - 10^3G$	7138	81	0.5
$5^3F_3 - 10^3G$	34	66	0.5
$5^3F_2 - 10^3G$	31	29	0
$4^3G - 4^3P_0$	7063	62	3
$4^3S - 4^3P_1$	56	56	4
$4^3S - 4^3P_2$	42	06	5
$4^1P - 5^1S$	6919	96	0.5
$5^1D - 6^1F$	17	84	0.5
$4^3P_2 - 5^3S$	6837	09	3
$4^3P_1 - 5^3S$	23	38	2
$4^3P_0 - 5^3S$	16	83	1
$5^3D - 11^3P$	6775	97	0.5
$5^3S - 6^3P_1$	6699	46	0
$5^3S - 6^3P_2$	96	39	0.5
$5^1D - 7^1P$	09	70	0
$4^3F_4 - 6^3D$	6495	45	0.5
$4^1D - 5^1P$	6335	70	5
$4^3P_2 - 4^3D_3$	6243	35	10
$4^3P_1 - 4^3D_2$	31	76	7
$4^3P_0 - 4^3D_1$	26	19	5
$4^1F_3 - 6^3G$	01	49	3d
$4^3F_4 - 6^3G$	6183	39	4d
$4^3F_3 - 6^3G$	82	28	3d
$4^3F_2 - 6^3G$	81	57	2d
$5^3P_2 - 8^3S$	6073	17	3
$5^3P_1 - 8^3S$	68	37	1
$5^3P_0 - 8^3S$	66	40	0.5
$5^1P - 8^1S$	61	06	0.5
$5^3P_2 - 7^3D$	06	38	6
$5^3P_1 - 7^3D$	01	81	4
$6^1S - 15P$	01	18	1
$5^3P_0 - 7^3D$	5999	83	2
$5^1P - 8^1D$	72	05	5
$4^3D_1 - 6^3F_2$	5867	81	3
$4^3D_2 - 6^3F_3$	61	53	4
$4^3D_3 - 6^3F_4$	53	62	5
$5^1D - 7^1F$	5613	19	3
$4^1P - 5^1D$	5593	23	10
$5^1D - 8^1P$	02	88	3
$5^1S - 7^1P$	5388	48	1
$4^3D_{3,2} - 7^3P$	71	84	6
$5^1P - 9^1S$	24	61	4
$5^3P_2 - 9^3S$	16	07	7
$5^3P_1 - 9^3S$	12	32	5
$5^3P_0 - 9^3S$	10	76	2
$5^1P - 9^1D$	5285	85	6
$5^3P_2 - 8^3D$	83	77	8
$5^3P_1 - 8^3D$	80	21	6
$5^3P_0 - 8^3D$	78	62	3
$4^3F_4 - 7^3D$	77	68	2
$4^3F_3 - 7^3D$	76	81	2
$4^3F_2 - 7^3D$	5276	42	2
$4^1F_3 - 7^3G$	5158	187	1d
$4^3F_4 - 7^3G$	45	654	15d
$4^3F_3 - 7^3G$	44	998	1
	44	875	0.5
$4^3F_2 - 7^3G$	44	413	0.5d
$4^3D_1 - 7^3F_2$	00	34	1
$4^3D_2 - 7^3F_3$	5093	65	2
$4^3D_3 - 7^3F_4$	85	02	4
$5^1D - 8^1F$	00	97	3
$5^1D - 9^1P$	4962	10	3
$5^1P - 10^1S$	18	98	3
$5^3P_2 - 10^3S$	02	77	5
$5^3P_1 - 10^3S$	4899	64	3
$5^3P_0 - 10^3S$	98	52	2
$5^1P - 10^1D$	88	76	5
$5^3S - 10^3P$	4774	3	0.5
$5^1P - 11^1S$	4666	8	11
$3^1D - 4^1P$	63	054	0
$5^1P - 11^1D$	55	05	0.5
$5^1D - 9^1F$	53	0	0.5
$4^1F_4 - 8^3G$	50	646	1.5
	50	544	2
$5^1D - 10P$	48	62	1
$4^3F_4 - 8^3G$	40	384	3.5
	40	362	4
$4^3F_3 - 8^3G$	39	833	1.5
	39	725	2
$4^3F_1 - 8^3G$	36	384	1
	36	326	0.5
$5^3P_2 - 10^3D$	35	7	1
$5^3P_1 - 10^3D$	33	2	0.5
$5^3P_0 - 10^3D$	31	5	0.5
$4^3D - 8^3P$	29	7	1
$5^1S - 8^1P$	09	7	1
$4^3D_1 - 8^3F_2$	4589	750	4
$4^3D_2 - 8^3F_2$	89	689	1
$4^3D_2 - 8^3F_3$	88	194	5
$4^3D_3 - 8^3F_3$	88	082	0.5
$4^3D_3 - 8^3F_4$	4489	87	0.5
$5^1P - 12D$	85	820	6
$5^1D - 11^1P$	47	8	3
$5^1D - 10^1F$	32	82	0.5
$4^1F_3 - 9^3G$	4356	807	1.5
	56	711	2
$4^3F_4 - 9^3G$	47	802	3.5
	47	785	4
$4^3F_3 - 9^3G$	47	316	1.5
	47	223	2
$4^3F_2 - 9^3G$	46	918	1
	46	866	0.5
$5^3S - 8^3P$	32	0	0.5

5^1D-12^1P	4307	20	3
5^1D-11^1F	4282	97	0.5
5^1S-9^1P	40	75	3
$4^3D_1-9^3F_2$	27	982	4
$4^3D_2-9^3F_2$	27	923	1.5
$4^3D_3-9^3F_2$	27	861	0.5
$4^3D_2-9^3F_3$	27	493	5
$4^3D_3-9^3F_3$	27	406	2
$4^3D_2-9^3F_4$	26	904	0
$4^3D_3-9^3F_4$	26	812	6
5^1D-13^1P	02	4?	2
$4^1F_3-10G_4$	4168	511	0.5
	68	424	1
$4^3F_4-10^3G$	60	263	3
	60	239	2.5
$4^3F_3-10^3G$	59	809	1
	59	725	1.5
$4^3F_2-10^3G$	59	450	1
	59	407	0.5
5^1D-15^1P	4056	8	0.5
$4^1F_3-11^3G$	39	397	0
	39	302	0.5
$4^3F_4-11^3G$	31	633	0.5d
$4^3F_3-11^3G$	31	210	0
	31	135	0.5
$4^3F_2-11^3G$	30	867	0u
4^1D-6^1P	26	5	5
5^1S-10^1P	09	58	1
5^1D-10^1P	05	7	0
$4^3D_1-10^3F_2$	3996	381	3
$4^3D_2-10^3F_2$	96	323	0.5
$4^3D_1-10^3F_3$	96	182	0.5
$4^3D_2-10^3F_3$	96	159	4
$4^3D_3-10^3F_3$	96	075	1
$4^3D_3-10^3F_4$	95	860	5
4^3D-10^3P / 5^3S-9^3P	83	705	1
4^1F-12G	46	406	0.5d
4^3F_4-12G	39	066	0.5d
4^3F_3-12G	38	621	0.5d
3^1P-3^1D [1]	00	680	10
4^3F_4-13G	3870	057	0.5
4^2P-6^1S	66	160	2
5^1S-11^1P	59	33	3
$4^3D_1-11^3F_2$	42	317	1
$4^3D_2-11^3F_3$	42	213	2
$4^3D_3-11^4F_4$	42	037	3
5^3S-8^3P	3774	3	0
5^1S-12^1P	53	10	1
$4^3P_2-6^3S$	38	003	3
$4^3P_1-6^3S$	34	805	0
$4^3P_0-6^3S$	34	715	0.5

$4^3D_1-12^3F_2$	3734	567	1
$4^3D_2-12^3F_3$	33	910	2
$4^3D_3-12^3F_4$	31	950	1
4^1P-6^1D	03	217	4
$4^3D_3-13^3F_4$	3656	319	0.5
$4^3P_2-5^3D_3$	55	000	8
$4^3P_2-5^2D_2$	54	979	4
$4^3P_1-5^3D_3$	51	090	4
$4^3P_1-5D_2$	51	064	6
$4^3P_0-5D_3$	49	221	1
$4^3P_0-5D_2$	49	182	1.5
—	03	597	1
$4^3D_3-14^3F_4$	3597	50	2
$3^3D_1-4^3F_2$	87	441	7
$3^3D_2-4^3F_2$	87	327	2u
$3^3D_{1,3}-4^3F_{3,2}$	87	176	1
$3^3D_2-4^3F_3$	87	057	8
$3^3D_3-4^3F_3$	86	908	3.5
$3^3D_1-4^3F_4$	86	802	0
$3^3D_2-4^3F_4$	86	692	2
$3^3D_3-4^3F_4$	86	546	9
$4^3D_3-15^3F$	52	00	1
$4^3D_3-16^3F$	16	05	0.5
$4^3D_3-18^3F$	3463	63	0
—	58	230	3
—	45	60	0.5
—	44	871	2
—	43	651	3
—	41	53	0
—	40	597	0.5
—	39	352	1
4^1D-6^1F	28	916	6
4^1D-7^1P	3351	456	3
$3^3D_1-5^3P_0$	15	614	1
$3^3D_1-5^3P_1$	14	988	0
$3^3D_2-5^3P_1$	14	889	2
$3^3D_2-5^3P_2$	13	467	0.5
$3^3D_3-5^3P_2$	13	351	3
4^1S-5^1P	3275	776	4
4^1P-7^1S	3135	875	3
4^1P-7^1D	3088	523	3
4^1D-7^1F	74	665	6
$3S-3P_2'$ [2]	57	155	10
$3P-4S$	50	073	8
4^1D-8^1P	41	278	6
$4^3P_2-7^3S$	26	762	1.5
$4^3P_1-7^3S$	24	074	1
$4^3P_0-7^3S$	22	786	0.5
—	01	82	3
$4^3P_2-6^3D$	2998	174	2
$4^3P_1-6^3D$	95	524	1.5
$4^3P_0-6^3D$	94	280	1

[1]) Diese Linien zeigen den „normalen" Zeemaneffekt. [2]) Nach Russel.

—	2924	52	3
$4^3S-5^3P_0$	03	74	0.5
$4^3S-5^3P_1$	03	19	1
$4^3S-5^3P_2$	02	08	2
—	2884	20	4
4^1D-8^1F	81	463	4
4^1D-9^1P	68	52	9
—	40	05	3
—	37	95	2
4^1P-8^1S	20	632	1
3^1P-4^1S [1]	16	179	20
—	05	65	4
4^1D-8^1P	01	173	1
—	2769	69	1
4^1D-9^1F	62	460	2
4^1D-10^1P	60	852	1
—	48	86	4u
$4^3P_2-8^3S$	23	091	2
$4^3P_1-8^3S$	20	918	1
$4^3P_0-8^3S$	19	862	0.5
—	18	96	2
$4^3P_2-7^3D$	09	582	1.5
$4^3P_1-7^3D$	07	444	0.5
$4^3P_0-7^3D$	06	41	0
4^1D-11^1P	2688	728	2
4^1D-10^1F	83	280	3
$3^1S_0-3^3P_3$	69	166	10
4^1P-9^1S	50	10	4
4^1P-9^1D	40	36	3
$3^3D_1-5^3F_2$	38	695	3
$3^3D_2-5^3F_2$	38	625	0.5
$3^3D_3-5^3F_2$	38	547	0
$3^3D_2-5^3F_3$	38	263	4
$3^3D_3-5^3F_3$	38	182	0.5
$3^3D_2-5^3F_4$	37	771	0
$3^3D_3-5^3F_4$	37	696	5
4^1D-12^1P	36	725	1
$4^1D_2-4^3F_2$	35	17	1
$3^1D_2-4^3F_3$	35	03	3
3^1D-4^1F	31	553	7
4^1D-11^1F	27	68	7
4^1D-13^1P	2597	18	6
4^1D-12^1F	86	95	6
4^1D-14^1P	65	68	4
$4^3P_2-9^3S$	59	614	3
$4^3P_1-9^3S$	57	71	5
$4^3P_0-9^3S$	56	78	3
4^1D-13^1F	56	01	4
$4^3P_2-8^3D$	52	12	5
$4^3P_1-8^3D$	50	23	3
$4^3P_0-8^3D$	49	30	1.5
4^1P-10^1S	45	60	6
—	2544	79	2
4^1D-15^1P	40	70	3
4^1P-10^1D	40	12	4
$3^3D_1-6^3P_0$	33	41	0.5
$3^3D_2-6^3P_1$	33	16	1
$3^3D_3-6^3P_2$	32	655	2
4^1D-14^1F	32	10	3
—	27	47	1
4^1S-6^1P	26	477	1
4^1D-16^1P	20	64	2
4^1D-15^1F	13	15	3
4^1D-17^1P	04	25	1
4^1D-16F	2497	85	2
—	90	625	0
—	88	138	0.5
4^1D-17^1F	85	35	1
—	85	16	1
—	83	273	1
4^1P-11^1S	76	30	4
3^1D-5^1P	75	260	4
4^1P-11^1D	72	95	1
4^1D-19^1F	66	28	0.5
$4^3P_2-10^3S$	59	82	4
4^1D-20^1F	58	88	0.5
$4^3P_1-10^3S$	58	05	2
$4^3P_0-10^3S$	57	20	1
4^3P_2-9D	55	22	2
4^3P_1-9D	53	47	1
4^3P_0-9D	52	59	0.5
4^1P-12^1S	27	70	3
4^1P-12^1D	25	61	0.5
$4^3P_2-11^3S$	2393	835	2
$4^3P_1-11^3S$	92	15	4
$4^3P_0-11^3S$	91	35	1
$4^3P_2-10^3D$	90	755	2
$4^3P_1-10^3D$	89	08	1
$4^3P_0-10^3D$	88	25	0.5
—	70	23	3
—	69	30	4
—	68	11	3
—	67	61	3
4^1P-14^1S	65	49	1.5
—	50	20	2
$4^3P_2-12^3S$	47	54	2.5
$4^3P_1-12^3S$	45	92	1.5
$4^3P_2-11^3D$	45	47	0.5
$4^3P_0-12^3S$	45	17	0
4^1P-15^1S	44	69	1
4^1P-16^1S	28	20.	0.5
$3^3D_1-6^3F_2$	26	498	2
$3^3D_2-6^3F_2$	26	440	0
$3^3D_3-6^3F_2$	26	374	0

[1] (3D—4F).

$3^3D_2—6^3F_3$	2325	497	3
$3^3D_3—6^3F_3$	25	427	0.5
$3^3D_2—6^3F_4$	24	274	0
$3^3D_3—6^3F_4$	24	200	4
—	21	56	6
—	19	05	0.5
—	17	48	3
—	14	98	0.5
$4^3P_2—13^3S$	13	77	1
—	13	53	1u
—	12	47	0.5
$4^3P_2—13^3S$	12	225	0.5
$4^3S—6^3P_0$	2285	69	0.5
$4^3S—6^3P_0$	85	52	2
$4^3S—6^3P_2$	85	17	3
$3^3D_3—7^3P$	2244	21	0.5
$4^1S—7^1P$ [1]	43	05	4
$3^3D_1—7^3F_2$	2195	502	0.5
$3^3D_2—7^3F_3$	94	251	1
$3^3D_3—7^3F_4$	92	607	1.5
$4^1S—7^1P$	2099	68	5
$3^3D_1—8^3F_2$	95	2	5
$3^3D_2—8^3F_3$	94	8	5.5
$3^3D_3—8^3F_4$	94	3	6
$3^3P_2—3^1D_2$	87	0	5
$3^3P_1—3^1D_2$	81	5	2
$3^1D—5^1F$	73	8	3
$3^3D—9^3F$	16	09	1
$3^1P—4^1D$	1989	85	2
$3^3D_3—10^3F_3$	62	0	0

[1]) (3P—4D) (3D—5F) nach Russel.

Tabelle 2. Al II, kurze Wellenlängen.

		Sawyer [243]		Sonstige Messungen[1])
$4^3S—7^3P_i$	2048	39	1	—
—	39	93	3	—
$3^1D—6^1P$	22	80	2	—
$3^3D_i—9^3F_i$ / $4^1S—9^1P$	16	91	10	6.09 (1) BuM P
$3^1P_1—4^1D_2$	1990	53	7	9.9 (9) L; 0.94 H; 0.56 (2) Se
—	65	23	4	0.50 (20) P; 0.534 (4) BuI
$3^3D_i—10^3F_i$ / $4^3S—10^1P$	62	67	7	—
—	60	70	3	—
—	45	35	5	—
$^3P''—^3P_1''$	39	30	5	—
$^3P_1'—^3P_0''$	36	96	4	—
$^3P_1'—^3P_1'''$	34	75	10	—
$^3P_2'—^3P_2'''$	34	54	10	—
$^3P_0'—^3P_1''$	32	43	5	—
$^3P_1'—^3P_2''$	30	03	5	0.5 (4)L; 0.99 H; 0.93 (2) P
$4^3S—8^3P_i$	26	99	1	—
$4^1S—11^1P$	25	99	2	—
$3^3D_i—11^3F_i$	24	81	4	—
—	10	91	5	—
—	06	57	4	—
—	04	38	2	—
$4^1S—12^1P$	1899	17	4	—
$3^3D_i—12^3F_i$	97	49	2	—
$4^1S—13^1P$	78	48	3	—

[1]) Es bedeutet L = Lyman [108], H = Hutchinson [178], P = Paschen [181 p. 544,] M = Millikan [200], BuM = Bowen und Millikan [208, 226], BuI = Bowen und Ingram [227] E = Ekefors [250], Se = Selwyn [267].

		Sawyer [243]		Sonstige Messungen
3^3D_i—$13F_i$	77	13	1	—
3^3P_2—4^3S_1 } 4^1S —14^1J }	62	38	15	2.6 (10) L; 2.70 H; 2.749 (5) E; Siehe Al III 2.7 (10) M; 2.48 (10) P; 2.42 (1) Se
3^1D —6^1F	59	99	3	—
3^3P_1—4^3S_1	58	08	10	8.2 (10) L; 8.0 H; 8.10 (1) Se; 8.13 (7) P
3^3P_0—4^3S_1	55	97	8	6.01 (10) Se
3^3S_1—9^3P	54	76	3	4.7 (50) L; 4.7 H; 4.7 (10) M; 4.67 P; 4.735 (10) BuI; 4.715 E. Siehe Al III; 4.78 (1) Se
3^3D_i—15^3F_i } 4^1S —15^1P }	48	90	2	—
3^3D_i—16^3F_i?	39	64	2	—
4^1S —16^1P	38	27	1	—
3^1D —7^1P	36	97	1	—
4^3S —$^3P_0''$	34	82	6	—
4^3S —$^3P_1''$	32	87	8	—
4^3S —$^3P_2''$	28	61	10	—
4^3S —10^3P_i	07	95		8.1 H
—	07	40	4	—
4^3S —11^3P_i	1776	24	0	6.9 (4) L; 7.2 (1) H; 7.5 (0) H
3^3P_2—$3^3P_1'$	67	76	7	7.6 (8) L; 8.4 (2) M; 7.60 (10) P; 7.77 (2) Se; 7.75 BuM; 7.730 BuI
3^3P_1—$3^3P_0'$	1765	82	4	5.7 (8) L; 5.72 (8) P; 5.81 BuM; 5.81 (1)Se; 5.814 (4) BuI
3^3P_2—$3^3P_1'$	64	01	10	—
3^3P_2—$3^3P_2'$	63	85	8	3.8 (10) L; 3.8 H; 3.95 (10) P; 3.95 BuM; 3.939 (5) BuI; 3.95 (2) Se
3^3P_0—$3^3P_1'$	62	00	5	1.9 (5) L; 1.8 H; 0.7 (2) M; 1.94 (7) P; 1.95 BuM; 1.973 (4) BuI; 2.03 (0) Se
3^3P_1—$3P_2'$	60	15	7	0.0 (8) L; 0.0 H; 0.09 (7) P; 0.12 BuM; 0.101 (4) BuI; 0.13 (1) Se
3^1D —7^1F	50	56	6	—
3^1D —8^1P_3	39	64	5	—
3^3P_2—3^3D_i	25	01	15	5.0 (10) L; 5.0 H; 5.6 (2) M; 5.01 4.64 (20) P; 4.912 (5) BuI; 4.99 (3) Se
3^3P_1—3^3D_i	21	31	10	1.2 (9) L; 1.3 H; 1.0 (3) M; 1.16 (15) P; 1.273 (5) BuI; 1.28 (2) Se
3^3P_0—3^3D_i	19	43	3	9.3 (9) L; 9.5 H; 9.29 (10) P; 9.455 (4) BuI; 9.46 (1) Se
3^1D —8^1F	1686	19	5	—
3^1D —9^1P	81	78	5	—
3^1S_0—3^1P_1	70	81	15	0.6 (10) L; 0.9 H; 1.0 (4) M; 0.802 (6) BuI; 0.98 (20) P; 0.76 (4u) Se
3^1D —9^1F	44	78	5	4.9 (4) H
3^1D —10^1P	44	15	5	—
3^1P —5^1S	25	60	3	—
3^1D —11^1P	18	38	4	—
3^1D —11^1F	16	41	4	—
3^1D —12^1P	1599	44	3	—
3^1D —11^1F	96	02	3	—
3^1D —13^1P	84	77	2	—
3^1D —12^1F	80	93	2	—

		Sawyer [243]		Sonstige Messungen
3^1D—14^1P	72	97	1	—
3^1D—13^1F	69	35	1	—
3^1D—15^1P	63	56	1	—
3^1D—14^1F	60	35	1	0.7 (1) H
3^1D—16^1P	55	95	0	—
3^1P—5^1D	39	74	10	0.1 (1) L; 0.1 (3) H; 0.3 (0) M
3^1P—6^1S	1371	26	2	—
3^1P—6^1D	50	15	6	—
3^1P—7^1S	1266	71	0	6.1 (0) H
3^1P—7^1D	58	88	4	—
3^3P_2—5^3S	11	93	3	1.93 (1) BuM; 2.01 E
3^1P—8^1S 3^3P_1—5^3S	10	15	2	0.12 (1) BuM; 0.4 E
3^3P_0—5^3S	09	19	1	9.25 (0) BuM; 9.32 E
3^1P—8^1D	08	35	3	—
3^3P_2—4^3D_i	1191	86	5	2.1 (4) H; 1.83 (1) BuM
3^3P_1—4^3D_i	90	07	4	0.1 (4) H; 0.07 (2) BuM
3^3P_0—4^3D_i	89	21	2	9.07 (1) BuM
3^1P—9^1S	79	38	1	—
3^1P—9^1D	77	48	4	—
3^1P—10^1S	58	14	1	—
3^1P—10^1D	1157	13	3	—
—	52	14	4	2.3 (1) H
3^1P—11^1D	42	97	2	—
3^3P_2—6^3S	1056	68		—
3^3P_1—6^3S	55	28	0.5	—
3^3P_2—5^3D_i	49	93	2	0.01 (0) BuM
3^3P_1—5^3D_i	48	53	1	8.83 (0) BuM
3^3P_0—5^3D_i	47	82	0	—
3^3P_2—7^3S	990	88	1	—
3^3P_1—7^3S	89	70	0	—
3^3P_2—6^3D_i	87	80	0	—
3^3P_1—6^3D_i	86	55	0	—
3^3P_2—8^3S	55	99	1	—
3^3P_1—8^3S	54	87	0	—
3^3P_2—7^3D	54	35	0.5	—
3^3P_1—7^3D	53	18	0	—
3^3P_0—7^3D	52	43	00	—
3^1S—4^1P	35	20	1	—
3^3P_2—8^3D	33	95	0	—
3^3P_1—8^3D	33	08	0	—

Tabelle der Terme von Al II.

n	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
$n\,^1S_0$	151860.4	56512.0	35495.2	19084.0	13061.1	9499.6	7218.5	5670.3	4571.6	3763.3	3153.5	2680.6	2305.7	2003.8				
$n\,^1P_1$	92010.7	44942.2	25993.7	16943.1	11943.7	8901.5	6921.3	5562.9	4591.6	3858.4	3281.0	2808.5	2425.6	2112.4	1852.8			
$n\,^1D_2$	66381.4	41772.9	27068.4	17946.3	12573.7	9253.4	7080.2	5586.0	4517.2	3727.7								
$n\,^1F_3$[2]		28392.3	18177.0	12617.5	9258.8	7078.5	5583.9	4516.2	3727.8	3128.8	2661.2	2291.8	1994.2	1750.7	1549.3	1380.7	1238.2	1116.3
$n\,^3S_1$		60589.2	31770.6	19648.0	13363.7	9680.6	7336.1	5751.6	4631.4	3807.9	3186.7							
$n\,^3P_2$	114281.1	46392.7	26141.4	16841.5	11769.2	8693 ?	6675 ?	5283 ?	4288 ?									
$n\,^3P_1$	114406.6	46422.0	26154.2	16848.3	11767.4	8688.5	6676.9	5291.0	4295.7									
$n\,^3P_0$	114468.4	46436.1	26159.9	16851.4														
$n\,^3D_3$	56313.6	30380.1	19040.7	13048.5	9497.6	7221.5	5675.4	4577.6	3770.4									
$n\,^3D_2$	56312.5	30379.5	19040.5															
$n\,^3D_1$	56311.6	30379.2																
$n\,^3F_4$[1]		28439.6	18413.1	13301.2	10719.9	8579.8	6728.3	5361.2	4359.6	3610.8	3037.9	2590.9	2234.9	1947.2	1712 ?	1516.9		
$n\,^3F_3$[2]		28442.4	18420.0	13324.0	10752.9	8590.6	6731.5	5362.6	4360.2	3611.3								
$n\,^3F_2$[3]		28444.5	18425.4	13341.7	10778.0	8597.7	6733.9	5363.7	4360.6	3611.7								
$n\,^3G_5$			17678 ?	12271.7	9011.2	6895.7	5445.9	4409.4	3642.8	3060.0	2607.5							

[1] [2] [3] Als Grenzterme der Serien $4^3F - nG$ doppelt: $\Delta\, 4^3F_4 = 0{,}100$, $4^3F_3 = \Delta\, 4\, ^1F_3 = 0.490$, $\Delta\, 4\, ^3F_2 = 0.252$.

Al III. Natriumähnliches Einvalenzelektronensystem mit Dubletts, Ionisierungsspannung 28.32 V ($^2S_{\frac{1}{2}}$). Linien des Al III treten bereits im kondensierten Funken auf. Die beste bekannte Anregung ist jedoch der Hochvakuum-Abreißbogen. Der erste, der eine Liste für Al III gegeben hat, ist Lyman [198], aber nur im Gebiet von λ 891 bis λ 511. Für das kurzwellige Gebiet liegen außerdem noch Angaben von Bowen und Millikan [226], Ekefors [250] vor. Aber im wesentlichen ist die Kenntnis des Spektrums Paschen [181] zu verdanken. Es besteht aus einer größeren Anzahl von Paarserien, Hauptserie, Nebenserien, Bergmannserie usw., die durch die üblichen Formeln dargestellt werden, wenn man darin N, die Rydbergkonstante, durch 9 N ersetzt. Für die kürzesten Wellenlängen hat Ekefors [250] Paschens Rechnungen bestätigt. Paschen macht auf die Analogie des Spektrums zu dem von Na I und Mg II aufmerksam. Siehe dazu auch Fues [175].

In der folgenden Tabelle 3 sind die Messungen von Paschen gegeben, wozu sonstige Messungen hinzugefügt sind.

Al IV. Während Paschen [181] angibt, daß er im Gebiet der längeren Wellen bis herab zu etwa λ 1900 keine Linie gefunden habe, die auf höhere Ionisationsstufen hinwiese, als Al III, geben Ericson und Edlén [273, 274, 276], welche die kürzesten Wellen mit großem Erfolg untersucht haben, zwei Linien als Al IV angehörig an: 160.071 (4), 161.686 (3). Millikan [163] gibt in einer seiner ersten Veröffentlichungen als zweifelhafte Al-Linie λ 162.4. Vielleicht ist das dieselbe Linie.

Tabelle 3. Al III nach Paschen.

4^2S_1—4^2P_1	5722	65	6
4^2S_1—4^2P_2	5696	47	8
5^2F —7^2D_1	5260	91	0u
$5^2F'$—7^2F	5172	6	1
$5^2F'$—$7^2F''$	63	90	7
5^2F —$7F'$	50	86	6u
5^2D —7^2F	4903	71	4
4^2F —5^2D	4701	65	6
4^2P_2—4^2D_3	4529	176	6
4^2P_2—$4D_2$	28	911	1
4^2P_1—4^2D_2	12	535	4
4^2F —5^2F	4490	90	2u
4^2F_4—$5^2F'$	79	968	4
4^2F_3—$5^2F'$	79	891	3
5^2P_2—6^2D_3	4364	59	2u
—	(57	2)	
$5^2F'$—6^2D?	4199	00	0.5
5^2F —8^2D	88	88	0.5
4^2D_2—5^2F_3	50	138	2
4^2D_3—$5^2F_3'$	49	917	1
4^2D_3—5^2F_4	49	897	3
5^2F —$8^2F'$	42	15	2u
5^2F —$8^2F''$	41	25	0u
5^2F —8^2F	40	21	2u
5^2D_3—8^2F	3980	56	2u
4^2P_1—5^2S_1	3713	103	2
4^2P_1—$5^2S_1'$	02	086	1
5^2F —$9^2F''$	3658	3	1u
4^2D_2—$4P_1$	12	352	4
3^2D_2—4^2P_2	01	916	1
3^2D_3—4^2P_2	01	623	6
—	3350	87	4[1])
—	48	42	5[1])
5^2P_2—7^2D_3	3287	37	1
5^2P_1—7^2D_2	83	11	0.5
4^2F —6^2D	2961	06	1.5
4^2F —6^2F	09	77	2u
4^2Fi—$6^2F'$	07	05	10
4^2F —$6^2F''$	06	34?	3u
4^2Di—6^2Fi	2762	815	9u
4^2D —$6^2F'$	60	48	1u
4^2Fi—7^2Di	2422	44	0.5
4^2F —7^2F	00	33	3u
4^2F —$7^2F'$	2398	98	5u
4^2F —$7^2F'''$	98	76	0.5
4^2D —7^2F	2299	47	3u
4^2D —$7^2F'$	98	36	0
4^2P_2—5^2D	13	56	2u
4^2P_1—5^2D	09	66	1u
4^2Fi—$8^2F'$	2154	635	1

[1]) Nach privater Mitteilung von Paschen.

Von hier an λ vac.

3^2D_i—4^2F_i	1935	83	10	5.881 (6) BuI; 5.9 (5) L; 5.87 (7) H
3^2S_1—3^2P_1	1862	899	10	2.775 (10) BuI; 2.749 (10) E. Siehe Al II; 2.75 (1) Se
3^2S_1—$3\,P_1$	54	670	10	4.725 (10) BuI; 4.715 (10) E; 4.78 (1) Se. Siehe Al II
—	1662	—		2.66 0d E
3^2P_2—$3^2D_{3,2}$	11	9	8	1.8 (8) L; 1.9 (3) H; 2.0 (5) M; 1.858 (7) BuI; 1.849 (9) E
3^2P_1—3^2D_2	05	7	8	5.6 (8) L; 5.8 (1) H; 5.9 (5) M; 5.764 (7) BuI; 5.776 (7) E
3^2P_2—4^2S_1	1384	2	5	3.9 (5) L; 4.5 (6) H; 4.5 (4) M; 4.140 (4) BuI; 4.144 (8) E
3^2P_1—4^2S_1	79	6	3	9.5 (3) L; 0.0 (5) H; 9.7 (4) M; 9.675 (8) BuI; 9.670 (1) E
3^2D—5^2F	52	8	1	2.8 (1) L; 3.3 (0) H; 3.0 (1) M; 2.857 (1) BuI; 2.92 (2d) E
3^2D—6^2F	1162	—		2.59 (0) BuM
3^2P_2—4^2D	893	—		3.8 (1) L; 3.93 BuM; 3.905 (5) E
3^2P_1—4^2D_1	92	—		1.9 (1) L; 2.00 (1) BuM; 2.056 (4) E
3^2P_2—5^2S_1	56	—		6.7 (4) L; 6.9 (0) M; 6.80 (3) BuM; 6.768 (5) E
3^2P_1—5^2S_1	55	—		5.0 (3) L; 4.98 (3) BuM; 5.040 (4) E

		Ekefors [250]		Bowen und Millikan [226]		Lyman [198]	
3^2P_2—6^2S_1	726	948	3	6.95	0	6.7	2
3^2P_1—6^2S_1	25	716	2	5.74	0	5.7	1
3^2S_1—4^2P_1	696	212	4	6.23	2	6.0	6
3^2S_1—4^2P_2	95	817	5	5.82	1	—	
3^2P_2—7^2S_1	71	198	2	—		—	
3^2P_1—7^2S_1	70	144	1	—		—	
3^2S_1—5^2P	560	390	7	0.24	0	0.3	3
3^2S_1—6^2P	11	215	4	—		1.1	1
3^2S—7^2P	486	95	1	—		—	

Tabelle der Terme von Al III.

Bezeichnung	3	4	5	6	7	8	9
n^2S_1	229453.99	103291.41	58817.61				
n^2P_1	175774.11	85821.74	51023.50				
n^2P_2	175536.11	85741.61	50984.35				
n^2D_3 ¹)	113498.96	63668.73	40578.47	28079.62	20573.62	15712.57	
n^2D_2 ¹)	113496.68	63667.45					
n^2F_3		61841.94	39578.65				
n^2F_4		61841.56	39578.53	27484.47	20193.01	15461.87	
n^2F'			39526.23	27452.67	20171.82	15443.32	
n^2F''				27446.67	20166.47	15438.2	12198.8
$9\,N\,Al/n^2$	109735.0	61725.96	39504.60	27433.71	20155.41	15431.49	12192.75

¹) **n^2D_3 entspricht der stärkeren Linie, hat aber einen höheren Wert als n^2D_2.**

Unerklärte Linien. Wenn man die Linien, die als zu Al I, Al II, Al III, Al IV gehörig erkannt sind, streicht, so bleiben doch noch eine ganze Menge Linien übrig, die von dem einen oder andern als Al-Linien gemessen worden sind. Es handelt sich freilich meist um ganz schwache Linien und solche, die nur ein Beobachter hat, und man wird oft nicht fehlgehen, wenn man an Verunreinigungen denkt. Namentlich bei Exner und Haschecks Funkenspektrum scheinen viele Luftlinien, besonders Ar II, vorhanden zu sein. Aber es finden sich auch Linien, die von 2 oder 3 Beobachtern gegeben, aber nicht eingeordnet sind. Es sei in der folgenden Tab. 4 ein Verzeichnis dieser Linien gegeben, aber im Gebiet bis λ 2000 nur in ganzen A; das Genauere findet man auf S. 51—54 von Band VII. Für die kürzeren Wellen dagegen gibt Tab. 5 genaue Angaben. da für diesen Teil die Untersuchungen für den Bau weniger oder noch gar nicht durchgeführt sind. Hier sind solche Linien hauptsächlich von Hutchinson [178] und Lyman [108] gegeben. Für die allerkürzesten Wellenlängen hat Millikan [200] Linien angegeben, aber mit Fragezeichen versehen; dagegen haben Eriksson und Edlén [276] eine größere Anzahl sicherer Linien. Von ihnen ist aber nur ein kleiner Teil veröffentlicht. Sie geben an, sie hätten zwischen λ 132.9 und λ 290.4 im ganzen 42 Linien gefunden. Wahrscheinlich werden diese zu den höheren Ionisationsstufen gehören. — Eine neueste Veröffentlichung von Söderquist und Edlén [292] bringt die Angabe, daß das Al-Spektrum bis λ 48 erhalten worden ist. Die Wellenlängen wurden mittels 1 m Metallgitter nach Eisenlinien anderer Ordnung gemessen und scheinen bis auf 0.01 A genau zu sein. Eine Liste der stärkeren Linien zwischen λ 312 und λ 68 wird für Normalen empfohlen. Sie folgt hier in Tab. 6 auf Seite 46.

Tabelle 4. Liste der als Al gemessenen, aber bei keiner Ionisationsstufe eingeordneten Linien.

7362	4510	3775	3336
6287	4466	72	18
6193	00	40	01
77	4370	3563	3242
70	3810	61	36
51	04	39	28
5651	3791	35	3138
36	88	34	3066
4672	85	27	64
4579	82	04	59
67	81	03	54
64	79	3491	2927

Absorptionsspektra. Nachdem man erkannt hatte, daß die größere oder geringere Leichtigkeit der Selbstumkehr und Absorption einer Linie von ihrer Stellung im Spektralschema abhänge, sind Untersuchungen über Absorption zahlreich ausgeführt werden und haben häufig zur Aufklärung der Struktur wesentlich beigetragen. Für Al war ein solches Hilfsmittel unnötig; aber trotzdem liegen auch hier viele Arbeiten der Art vor, die zur Bestätigung des Gefundenen dienen. Die Brüder Bloch [169] und Hulburt [190] haben zuerst dazu den Unterwasserfunken benutzt, in welchem bekanntlich sehr viele Linien sich umkehren. Dasselbe Mittel verwendet

Tabelle 5. Liste kurzer Wellenlängen, die nicht eingeordnet sind.

	Paschen [181]	Millikan [200]	Hutchinson [178]	Lyman [108]
1928	68 ½			[1]
1818		8.8 0	8.8? 0	
1773		4.2 0		3.8 2
51				1.7 2
47				7.7 1
45				5.3
42				2.7
18	30 1			8.3 1
06			6.9	
1688			8.7	
73			3.2	
51			1.9 2	
39			9.4 4	
29			9.2 4	
22			2.6 2	
19			9.7 3	
01			1.0 2	
1598			8.6 2	
81			1.7 6	
62			2.4 0	
61			1.3 1	
52			2.6 3	
48			8.5 2d?	
15			5.8 2	
06			6.0 2	
1499			9.8 3u	
91			1.1 1	
86			6.2 1	
73			3.6 3	
64			4.3 0	
56			6.7 1	
37			7.4 1	
1360			0.0 2	
43		3.5 1	3.8 1	3.4? 2
36			6.2 } 7	
34			4.8 } 7	
26			8.7 2	6.6? 1
19			9.3 1	9.4? 6
10				0.8? 6
07			7.4 1u	
05			5.5 0	
02			2.4 1	
1299			9.6 0	

	Millikan	Hutchinson	Lyman
1292		2.4 2	
76			6.4? 2
75			5.0? 2
65	4.8 Si? 0	5.2 1	4.5? 1
62		2.8 0	
60		0.9 0	
53		3.6 0	
38		8.8? 1	8.8? 1
15		5.9 6	
06		6.9 6	
1176		2.3 1	
13		2.5 1	
10		0.4 1	
1037		7.2 2	
10		0.7 2	
977		7.4 4	
04		4.5 4	
881		1.2 2	
34		4.9 } 6u	
33		3.5 } 6u	
718		8.9 3	
678		8.0 5	
58	4 0 0?		
56	7 0 0?		
230	8? 0		
25	9? 0		
21	5? 0		
19	1? 0		
186	9? 0		
162	4? 0		
144	3? 0		
	Ericson u. Edlén		
130	86 0		
130	40 1		
129	86 1		
129	73 1.5		
125	54 1		
124	60 0		
124	10 0		
116	99 0		
116	51 0		

McQuarrie [219]. Dann haben Majumdar und Sur [214, 238] die Absorption durch Dampf hervorgebracht, der in einem Kohlerohr erzeugt wurde, ebenso Frayne und Smith [229]. Als letzter sei Hori [232] genannt, der Drähte durch plötzliche

[1]) Selwyn [267] gibt noch 1936.45 (12 u) u. 1932.25 (10 u).

Tab. 6. Aluminium-Normalen von Söderquist und Edlén [292].

312.241	3	130.999	3	108.391	4	104.075	4
310.908	3	130.845	4	108.114	4	104.052	4
309.852	2	130.402	3	108.059	3	103.887	4
309.596	4	129.729	5	108.004	3	103.805	4
308.560	3	126.063	3	107.948	5	99.286	3
307.248	3	125.527	4	107.714	3	92.624	3
281.397	7	118.987	2	107.625	4	90.195	2
278.699	8	118.500	2	104.498	3	85.514	2
243.760	5	116.920	2	104.456	3	76.570	2
161.686	7	116.458	2	104.361	4	75.463	1
160.073	8	108.708	2	104.185	3	75.360	1
131.445	2	108.463	4	104.123	3	68.376	1

Entladung zur Explosion bringt. Er spricht nur von den dabei umgekehrt sichtbaren Banden, seine Photographie zeigt natürlich auch Linien. — Alle diese Arbeiten haben nichts Wesentliches ergeben; das Detail sehe man in ihnen selbst.

Es folgen zunächst eine Reihe vermischter Angaben.

Kapitza und Skinner [212] erzeugen Magnetfelder von über 100000 Gauß für Bruchteile einer Sekunde. Sie machen aber nur für eine Linie, λ 3944, Angaben betr. Zeemaneffekt. Zur Theorie sehe man Landé [179]. — King [213] gibt an, daß in Bogen von 1000 Amp. 100 Volt die Linien 3944 und 3962 sich enorm verbreitern; ist aber Al nur spurenweise vorhanden, so tritt nur Verbreiterung nach Rot auf. — Paschen und Back [164] gelingt es, in Magnetfeldern bis 40000 Gauß am Al-Dublett 3092/3082 das von Sommerfeld aufgestellte Auswahlprinzip der inneren Quantenzahl außer Kraft zu setzen.

Zu den früheren Untersuchungen über den Zeemaneffekt (vgl. Bd. VII) ist weiter Neues nicht hinzugefügt worden. Dagegen ist der Starkeffekt genauer untersucht worden. Wir geben die Resultate von Ishida und Fukushima [277].

Diese fanden bei Starkeffektuntersuchungen an Helium und Neon bei sehr hohen Feldstärken Verschiebungen einiger Aluminiumlinien, die offenbar von den Aluminiumelektroden herrührten, und haben dann das Verhalten dieser Linien im elektrischen Felde bis zu 600000 Volt/cm systematisch untersucht. In zahlreichen Figuren haben sie ferner die beobachtete Verschiebung als Funktion der Feldstärke dargestellt. Die für $\Delta\lambda$ ermittelten Werte sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Von der übrigen angeführten Literatur sei noch folgendes angegeben: Procopiu [182, 183] bespricht in summarischer Weise das Auftreten von Bogen- und Funkenlinien in verschiedenen Lichtquellen und verschiedenen Atmosphären. — Ruark und Chenault [221] beschäftigen sich mit der Feinstruktur der Linien. Bei Al II ergebe sie sich aus den Regeln der Relativitätstheorie (??). Wyneken [258] behandelt das kontinuierliche Spektrum des Unterwasserfunkens, welches oft als Lichtquelle für Absorption bei sehr kurzen Wellen benutzt wird, wohl aber kaum mit Al zusammenhängt.

Struve [284] sucht Linien von Al II und Al III in Sternspektren auf. Gibbs und Kruger [288] untersuchen die Linien von Al II, sie finden keine Feinstruktur; daher habe das Atom keinen Kern-spin. White [294] meint, das sei noch nicht bewiesen, da ungünstige Linien benutzt worden seien. — Die Restlinien des Al sind häufiger untersucht worden. Wir begnügen uns hier mit den Angaben von Löwe [253].

Tabelle der Starkeffektaufspaltungen $\Delta\lambda$ und Serienterme

Wellenlänge	Serien	Polaris.	$\Delta\lambda$ in AE	Feldst. in KV/cm
3961.54	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 2^2S_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	p	+ 0.5	500
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2} - 2^2S_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	s	+ 0.5	,,
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 2^2S_{\frac{1}{2}}, \mp\frac{1}{2}$			
3944.03	$2^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 2^2S_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	p	+ 0.5	,,
	$2^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 2^2S_{\frac{1}{2}}, \mp\frac{1}{2}$	s	+ 0.4	,,
3092.836[1]	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 3^2D_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	p	+ 0.1	,,
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2} - 3^2D_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	s	+ 0.9	,,
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 3^2D_{\frac{3}{2}}, \mp\frac{1}{2}$			
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 3^2D_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2}$	s	0	,,
3092.710[1]	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 3^2D_{\frac{5}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	p	+ 0.1	,,
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2} - 3^2D_{\frac{5}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	s	+ 0.9	,,
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 3^2D_{\frac{5}{2}}, \mp\frac{1}{2}$			
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2} - 3^2D_{\frac{5}{2}}, \pm\frac{5}{2}$	s	0	,,
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 3^2D_{\frac{5}{2}}, \pm\frac{3}{2}$			
3082.152[1]	$2^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 3^2D_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	p	+ 0.8	,,
	$2^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 3^2D_{\frac{3}{2}}, \mp\frac{1}{2}$	s	+ 0.8	,,
	$2^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 3^2D_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2}$	s	0	,,
3046.0[2]	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 3^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	p	— 0.5	400
	$2^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{3}{2} - 3^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	s	— 0.5	,,
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 3^2P_{\frac{1}{2}}, \mp\frac{1}{2}$			
3044.8[2]	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2} - 3^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2}$	p	— 0.6	,,
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 3^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2}$			
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 3^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2}$	s	— 0.6	,,
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2} - 3^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2}$			
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 3^2P_{\frac{3}{2}}, \mp\frac{1}{2}$			
3036,0[2]	$2^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 3^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	p	— 0.6	,,
	$2^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 3^2P_{\frac{1}{2}}, \mp\frac{1}{2}$	s	— 0.5	,,
3034.5[2]	$2^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 3^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	p	— 0.5	,,
	$2^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 3^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2}$	s	— 0.5	,,
	$2^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 3^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2}$			
2660.39	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 3^2S_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	p	+ 0.7	500
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2} - 3^2S_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	s	+ 0.6	,,
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 3^2S_{\frac{1}{2}}, \mp\frac{1}{2}$			
2652.48	$2^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 3^2S_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	p	+ 0.9	,,
	$2^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 3^2S_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	s	+ 0.8	,,
2575.11	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 4^2D_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	p	+ 1.2	,,
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2} - 4^2D_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	s	+ 1.2	,,
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 4^2D_{\frac{3}{2}}, \mp\frac{1}{2}$			
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 4^2D_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2}$	s	+ 0.8	,,
2575.00	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 4^2D_{\frac{5}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	p	+ 1.2	,,
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2} - 4^2D_{\frac{5}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	s	+ 1.2	,,
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 4^2D_{\frac{5}{2}}, \mp\frac{1}{2}$			
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2} - 4^2D_{\frac{5}{2}}, \pm\frac{5}{2}$	s	+ 0.8	,,
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 4^2D_{\frac{5}{2}}, \pm\frac{3}{2}$			

[1]) Diese Linien wurden von Paschen und Back genau gemessen.

[2]) Diese Linien wurden von Ishida und Fukushima gemessen.

Wellenlänge	Serien	Polaris.	$\Delta\lambda$ in AE	Feldst. in KV/cm
2568,00	$2^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 4^2D_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	p	+ 1.2	500
	$2^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 4^2D_{\frac{3}{2}}, \mp\frac{1}{2}$	s	+ 1.2	,,
	$2^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 4^2D_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2}$	s	+ 0.8	,,
2378.41	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 4^2S_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	p	+ 0.7	300
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2} - 4^2S_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2}$ $2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 4^2S_{\frac{1}{2}}, \mp\frac{1}{2}$	s	+ 0.7	,,
2373.36	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 5^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	p	+ 1.2	,,
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2} - 5^2D_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2}$ $2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 5^2D_{\frac{3}{2}}, \mp\frac{1}{2}$	s	....	
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 5^2D_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2}$	s	+ 1.0	,,
2373,11	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 5^2D_{\frac{5}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	p	+ 1.2	,,
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2} - 5^2D_{\frac{5}{2}}, \pm\frac{1}{2}$ $2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 5^2D_{\frac{5}{2}}, \mp\frac{1}{2}$	s	....	
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2} - 5^2D_{\frac{5}{2}}, \pm\frac{1}{2}$ $2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 5^2D_{\frac{5}{2}}, \pm\frac{3}{2}$	s	+ 1.0	,,
2372.08	$2^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 4^2S_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	p	+ 0.6	,,
	$2^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 4^2S_{\frac{1}{2}}, \mp\frac{1}{2}$	s	+ 0.5	,,
2367.05	$2^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 5^2D_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	p	+ 1.0	,,
	$2^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 5^2D_{\frac{3}{2}}, \mp\frac{1}{2}$	s	....	
	$2^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 5^2D_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2}$	s	+ 0.9	,,
2269.21	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 6^2D_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	p	— 2.0	,,
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2} - 6^2D_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2}$ $2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 6^2D_{\frac{3}{2}}, \mp\frac{1}{2}$	s	....	
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 6^2D_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2}$	s	— 1.8	,,
2269.09	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 6^2D_{\frac{5}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	p	— 2.0	,,
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2} - 6^2D_{\frac{5}{2}}, \pm\frac{1}{2}$ $2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 6^2D_{\frac{5}{2}}, \mp\frac{1}{2}$	s	....	
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2} - 6^2D_{\frac{5}{2}}, \pm\frac{5}{2}$ $2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 6^2D_{\frac{5}{2}}, \pm\frac{3}{2}$	s	— 1.8	,,
2263.73	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 5^2S_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	p	+ 1.6	
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2} - 5^2S_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2}$ $2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 5^2S_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	s	+ 1.5	
2263.45	$2^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 6^2D_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	p	— 1.7	
	$2^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 6^2D_{\frac{3}{2}}, \mp\frac{1}{2}$	s	....	
	$2^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 6^2D_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2}$	s	— 1.5	
2258.00	$2^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 5^2S_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	p	+ 1.6	
	$2^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 5^2S_{\frac{1}{2}}, \mp\frac{1}{2}$	s	+ 1.5	
2210.05	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 7^2D_{\frac{5}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	p	— groß	
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2} - 7^2D_{\frac{5}{2}}, \pm\frac{1}{2}$ $2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 7^2D_{\frac{5}{2}}, \mp\frac{1}{2}$	s	....	
	$2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2} - 7^2D_{\frac{5}{2}}, \pm\frac{5}{2}$ $2^2P_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 7^2D_{\frac{5}{2}}, \pm\frac{3}{2}$	s	— groß	
	$2^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 7^2D_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	p	— groß	
	$2^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 7^2D_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{1}{2}$	s	....	
	$2^2P_{\frac{1}{2}}, \pm\frac{1}{2} - 7^2D_{\frac{3}{2}}, \pm\frac{3}{2}$	s	— groß	

Im übrigen sind die Messungen bereits in Bd. VII_1 angegeben.

Löwe [253] bezeichnet in seinem Atlas der Restlinien (raies ultimes) folgende Aluminiumlinien als besonders geeignet für die quantitative Spektralanalyse.

Element	Wellenlänge	in Bogen oder Funken Intensität
Al III	1854.7	B 10 F 10
Al III	1862.9	F 10
Al I	2263.5	B 4 R F 2 R
Al I	2269.1	B 4 R F 2 R
Al I	2367.1	B 8 R F 4 R
Al I	2373.1	B 8 R F 4 R
Al II	2568.0	B 10 R F 6 R
Al I	2575.1	B 10 R F 6 R
Al II	2631.6	F 7
Al I	2652.3	B 10 R F 10 R
Al II	2669.2	F 10
Al II	2816.2	B 20 F 20
Al I	3082.2	B 10 R F 8 R
Al I	3092.7	B 10 R F 8 R
Al I	3944.0_u	B 10 R F 8 R
Al I	3961.5_{u_1}	B 10 R F 8 R

Über das Röntgenspektrum des Al ist seit dem Erscheinen des Bandes VII_1 eine große Zahl guter Arbeiten erschienen. Vor allem sind hier die im Siegbahnschen Institut angefertigten Arbeiten von Bäcklin [168, 207, 224, 271], von Wetterblad [245, 246], Druyvesteyn [249], Larsson [267] und Södermann [283] zu erwähnen, deren Wellenlängenmessungen nebst Termen in Tab. 7 zusammengestellt sind. Dabei sind die absoluten oder Gittermessungen neben denjenigen, die auf der Gitterkonstante des Kalkspates beruhen, besonders aufgeführt. Zu den Gittermessungen gehört auch eine Angabe von Hunt [241], die im Bureau of Standards ermittelt wurde und in der Tabelle mit enthalten ist. — Ferner haben Bäcklin [207] und Wetterblad [245] eine Beeinflussung der Wellenlänge durch die chemische Bindung des emit-

Tab. 7. Tabelle der K-Reihe des Aluminiums.
(Fortsetzung der Tabelle X-Einheiten Bd. VII, S. 56.)

	Diese Angaben beruhen auf der Gitterkonstante des Kalkspates 3029.45 X-E (Ordnung ∞) Siegbahn [291]				Diese Messungen sind mit Glas- oder Metallgittern gemacht			
Bezeichnung der Linien	Bäcklin [207], [224] X-Einheiten	Wetterblad [245, 246]	Druyvesteyn [249]	Larsson [267]	Södermann [282]	Bäcklin [271]	Hunt [240]	Terme nach Siegbahn [291]
α_2 }	} $\Delta\lambda$ 2.44	} 8320.5 diente als Normale	—	} 8322.48	} 8323	} 8333	} 8340	$K\text{-}L_{II}$
α_1 }			—					$K\text{-}L_{III}$
α'	—	8286.3	—	—	—	—	—	—
α_3	—	8266.9	—	—	} 8262	—	—	—
α_4	—	8251.2	—	—		—	—	—
α_5	—	8209.9	—	—	—	—	—	—
α_6	—	8189.7	—	—	—	—	—	—
β'	—	8043	—	—	} 7952	—	—	—
β_1	—	7965	—	—		—	—	$K\text{-}M_{III}$
β_x	—	7944	7819	—		—	—	—
β'''	—		7789	—		—	—	—

Termwerte von Al nach Siegbahn [244a]

Bezeichnung	K	L_{II}	L_{III}	M_{II}	M_{III}
Wert von ν/R	114.8	5.3		0.4	

tierenden Atoms festgestellt und gemessen. — Horton, Andrews and Davies [178], Lukirsky [185] und Holweck [208, 208a] haben ferner Anregungspotentiale und Ionisierungsspannungen von Aluminium ermittelt. — Horton [177] findet mit Hilfe der photoelektrischen Wirkung der Röntgenstrahlen als Anregungsspannung 107 und 66 Volt für die L_{III}- und L_{II}-Niveaus, während die weiter gemessene Anregungsspannung von 42 Volt vielleicht eine mL_{II}—M_{II}-Übergang zukommt. — Lukirsky [197] erhält mit Hilfe von Sekundär-Elektronen für die Absorptionsgrenze der L-Serie 119 Volt und für die M-Serie 40 Volt. Als Anregungsspannung der L-Serie findet er etwa 80 Volt und gibt ferner als Wellenlänge für die L-Serie von Al etwa 154 AE an. — Lorenz [254] untersucht die Abhängigkeit der Intensität der Röntgenlinien von der Röhrenspannung. — Blackhurst [260] führte Absorptionsmessungen am Al von 0,63 bis 2 AE aus und fand das λ^3-Gesetz nicht bestätigt.

Weiter sind hier die Arbeiten von Kurth [162 und 163] zu erwähnen. Kurth hat mit Hilfe der Mindestspannungen für Röntgenstrahlen die Lage der Absorptionskante der M-Serie von Al zu 326 AE und die der L-Serie zu (133?) 103 AE bestimmt.

Bandenspektra. Es sind zwei verschiedene Bandengruppen bekannt: die erste zwischen λ 5700 und λ 4160, deren stärkste Gruppen im Grün liegen, und die daher meist die grünen Aluminiumbanden genannt werden, und sehr lange bekannt sind. Ferner eine zweite etwa zwischen λ 4600 und λ 4070 liegende Gruppe, die erst in neuer Zeit mehr Beachtung gefunden hat. Für beide Bandengruppen ist die neue Literatur recht umfangreich, und es kann nur in aller Kürze darüber berichtet werden.

1. Die Oxydbanden. Man hat sehr lange darüber gestritten, ob die grünen Banden zum Metall selbst oder zum Oxyd gehören. Man kann jetzt wohl sagen, daß die Frage zugunsten des Oxyds entschieden ist; Gründe, die sich aus der Struktur ergeben, sehe man z. B. bei Mulliken [218].

Die Messung dieser Banden ist in neuerer Zeit besonders genau von Lauwartz [68] ausgeführt, und nach dessen Zahlen hat Deslandres [147] das Spektrum berechnet. Auf S. 58 von Band VII_1 ist versehentlich eine falsche Formel als das Ergebnis von Deslandres angegeben; richtig heißt es:

$$\nu = 36825.9 + \frac{12.776}{2}(n + 0.873)^2 - \frac{7.06}{2}(p + 0.424)^2.$$

Die Formel soll gelten für n von 69 bis 75, für p von 122 bis 114. Nach Rechnung von Mörikofer [217] ergibt aber die Formel durchschnittlich um 10 A zu große Zahlen.

Dann hat sich Glaser [170] mit offenbar ungenauen Messungen der Banden befaßt und vergleicht die Banden mit denen des Beryllium. Seine Betrachtungen sind unzutreffend; eine gerechte Kritik gibt Mörikofer [217]. Dieser hat eine sehr ausführliche und sorgfältige Untersuchung des Spektrums und seiner Struktur ausgeführt, soweit der damalige Stand der Theorie es gestattete. Zu den 6 bekannten Bandengruppen fügt er noch zwei freilich recht schwache hinzu und mißt im ganzen

71 Kanten. Er stellt ein Kantenschema auf und berechnet eine Gleichung, die alle Kanten darstellt:

$$\nu = 24867.48 - 139.06\,n + 3.327\,n^2 - 685.52\,g - 7.16\,g^2$$

für n von 1 bis 18, g von 1 bis 8.

Ein anderes Kantenschema gibt Mecke [216] nach denselben Messungen, das hier wiedergegeben sei.

n/n′	0	1	2	3	4	5	6	7	8
0	4842	5079	5337	5615					
1	4648	4866	5102	5358	5635				
2	4470	4672	4888	5123	5376	5651			
3	4308	4494	4694	4909	5143	5594	5666		
4	4158	4330	4516	4715	—	5161	5409	5677	
5		4181	4352	4537	4736	—	5177	5422	5687
6			4202	4373	4557	4754	—	5192	5434
7				4223	4394	4576	4771	—	5205
8					4243	4412	4594	4788	—
9						4261	4430	4610	4801
10							4279	4463	4625

Die schwächsten 13 Kanten für $n' > 8$ und $n > 0$ sind weggelassen, ließen sich aber auch einordnen. Auch Mecke berechnet eine Kantenformel:

$$\nu = 20646.0 + n\,(866.1 - 4.0\,n) - n'\,(971.0 - 7.2\,n')$$

und bemerkt, daß es sich um $^2\Sigma^1 - {}^2\Sigma^1$-Terme handelt.

Dies Kantenschema wird von Eriksson und Hulthén [210] bestätigt. Sie versuchen als erste, die Einzelbanden zu betrachten. In der Nähe der Kante können sie zwar das Spektrum nicht genügend auflösen, aber in den Banden 4471 ($n' = 2$, $n = 0$), 4648 (1.0) und 4842 (0.0) finden sie P- und R-Zweige. Endlich hat Pomery [225, 236, 242] diese Aufgabe an den Banden (0.0), (0.1) und (1.0) aufgenommen. Auch er findet, daß kein Q-Zweig vorhanden sei, die Zweige P und R aus Paaren bestehen. Mit den Angaben von Eriksson und Hulthén ist er nicht einverstanden. Als Trägheitsmoment für den Anfangs- und Endzustand berechnet er: $(46.02 \pm 0.02) \times 10^{-40}$ und $(43.38 \pm 0.02) \times 10^{-40}$, als Kernabstand in den beiden Fällen 1.665×10^{-8} und 1.617×10^{-8} cm.

Hori [232] findet, daß bei Explosion von Al-Drähten die Banden (0.0), (1.0) und (0.1) umgekehrt sichtbar sind.

Condon [228] hat eine Theorie für die Verteilung der Intensitäten unter den Banden gegeben; er prüft sie auch an den AlO-Banden und findet sie ziemlich gut bestätigt. — Ornstein und Wijk [278] berechnen nach ihr die Temperatur des strahlenden Moleküls; das Gleiche wiederholen Ornstein und Brinkmann [290a] mit größerer Genauigkeit; sie finden als Mittelwerte der Temperatur aus der $1 \rightarrow 0$ AlO-Bande etwa 3600° abs. und aus der $0 \rightarrow 0$-Bande 2980° abs.

2. Die Hydridbanden. Wenn man den Aluminiumbogen in Luft von Atmosphärendruck brennen läßt, so erscheinen nur die Oxydbanden. Wird aber der Druck

verkleinert, so treten neue, auch nach Rot abschattierte Banden auf, deren Kanten etwa bei 4067, 4241, 4354 und 4368 liegen. Sie werden viel stärker, wenn der Bogen in Leuchtgas, Ammoniak oder gar Wasserstoff brennt und nehmen dann mit dem Druck zu.

Zuerst hat Basquin [66] sie im Jahre 1901 bemerkt, als er einen rotierenden Bogen in Wasserstoff brannte; er hat auch einige Linien gemessen, worüber das Wesentliche im zweiten und dritten Band zu finden ist. Er gibt aber falsche Linien als Köpfe an. — Dann hat Barnes [103] die Banden bei vermindertem Druck erhalten und Linien zwischen 4241 und 4379 gemessen. Als Kanten gibt er 4241, 4259, 4353. Er veranlaßte Miß Howson [115] zu einer erneuten Messung. Sie gibt noch 4280 als Kante an und berechnet Formeln für 3 von den Banden, — aber die ganze Rechnung ist unbrauchbar, wie eine scharfe Kritik von Mörikofer [217] zeigt.

Einen wesentlichen Fortschritt bringt Mörikofer [210, 217]. Er fügt vor allem noch Banden nach kürzeren und längeren Wellen hinzu mit Köpfen bei 4066 und 4586. Es findet, das Spektrum trete in zwei „Formen" auf, in der zweiten aber nur selten, ohne daß es ihm gelingt, die Bedingungen für die zweite Form zu finden, in welcher die Banden weit linienreicher sind und weiter reichen. Später [210, 247] hat sich gezeigt, daß es im wesentlichen nur Intensitätsunterschiede sind. Die Linien der Banden werden mit wachsender Ordnungszahl unschärfer. Bei gesteigerter Intensität, wie man sie z. B. durch gesteigerten Gasdruck erreichen kann, werden sie deutlicher, das Band reicht weiter, namentlich, da die Linien dann wieder schärfer werden. Zu dieser „Prädissoziation" vgl. man Stenwinkel [283], Kronig [279], Franck und Sponer [251], Herzberg [287], Henri [286]. Mörikofer mißt dann sorgfältig alle sichtbaren Linien; er zeigt, daß jedes Band aus 3 Linienserien besteht, von denen 2 den gleichen Anfang haben, die dritte weiter nach Rot zu beginnt. Er berechnet Formeln für die sämtlichen Linienserien. Seine Messungen sind in Tab. 8 zusammengestellt.

Die sorgfältige und umfangreiche Arbeit gibt indes keinen Aufschluß über den Bau des Spektrums. Erst Mecke [216] sagt, es handele sich augenscheinlich um P-, Q- und R-Zweige. Das bestätigen denn auch Untersuchungen von Eriksson und Hulthén [210]. Sie messen die 3 ersten Banden 4067, 4241, 4354, während die vierte bei 4586 zu schwach war; die üblichen Ansätze für die 3 Zweige jedes Bandes erweisen sich als angenähert erfüllt. Die Kombinationsbeziehungen werden herangezogen. Es wird festgestellt, daß die Banden 4067 und 4241 denselben Endzustand, 4067 und 4354 denselben Anfangszustand haben. Ferner wird ein Niveauschema gezeichnet. Für das Trägheitsmoment des nicht angeregten Moleküls ergibt sich $J = 1.54 \times 10^{-40}$ gcm^{-2}, für den Kernabstand 0.984×10^{-8} cm. Später finden Bengtsson und Hulthén [248] noch zwei neue Banden bei λ 2229 und λ 2254, die nur P- und R-Zweige haben, 2229 hat denselben Endzustand wie 4241, 2254 den von 4354. Endlich fügen Bengtsson und Rydberg [272] noch eine Bande bei λ 2033 hinzu. Hulthén und Zumstein [233] erhalten die 3 Banden 4241, 4067, 4354 in Absorption und bestätigen die Analyse [210]. — Asagoe [259] teilt mit, daß er bei Untersuchungen von J gefunden habe: Wenn Jod und Wasserstoff zugegen sind, man Aluminiumelektroden benutzt, tritt ein neues AlH-Band auf, das in reinem H fehlt.

Endlich ist noch zu erwähnen, daß Mörikofer im Bogenspektrum des Al eine

Tabelle 8.

Wellenlänge	Intensität Form I	Intensität Form II	Wellenlänge	Intensität Form I	Intensität Form II	Wellenlänge	Intensität Form I	Intensität Form II
4066.3	—	2	4261.64	5	3.5	4355.07	1	2.5
66.7	—	0.2	62.432	5	3.5	55.71	0.1	0.1
67.4	—	0.3	63.361	5	3.5	56.44	0.5	2.5
68.5	—	0.5	64.073	1	1	57.47	0.1	0.1
70.2	—	0.5	64.441	5	4	58.14	0.5	1.5
71.5	—	0.2	65.678	5	4	59.81	0.5	0.5
71.8	—	(0.5)	66.553	1.5	1.5	60.30	0.1	0.1
72.5	—	0.7	67.091	5.0	4	60.48	1	2.5
73.6	—	1	68.698	5	4	61.10	2	2.5
75.0	—	1.2	69.139	2	2	62.07	2.2	2.5
76.8	—	1.5	70.523	5.3	4	62.27	0.1	0.5
78.9	—	2	71.820	2.5	3	62.91	0.1	0.1
81.5	—	1.5	72.572	5.5	4	63.38	2.5	2.5
85.4	—	1	74.644	3	3.5	65.14	2.2	3
89.3	—	1	74.89	5.5	4.5	67.08	2	3
93.5	—	1	77.52	6.0	5	68.04	0.5	0.5
98.2	—	1	80.453	4	2	69.52	1.5	3.5
4241.048	4	4	80.60	3	2.5	71.36	1	1
41.19	5	5	83.780	4	2.5	72.3	—	3.5
41.57	4	4	87.08	3.5	3.0	75.0	1	1
41.64	3	3	87.57	—	3.3	76.0	—	3.5
42.173	3.5	3.5	90.54	3.5	3.5	79.2	—	2
42.444	3	3	91.85	—	3.5	79.9	—	3.5
42.989	3.5	3.5	94.15	3.5	3.5	83.6	—	3
43.650	2.5	2.5	96.79	—	1	84.4	—	3
43.982	3.5	3.5	97.97	3.5	4	88.2	—	2.5
45.149	3.5	3.5	4301.97	3.5	4	90.1	—	2.5
45.31	2.5	2.5	02.25	—	1.5	93.3	—	2.5
46.482	3.5	3.5	06.19	3.5	4	95.7	—	1
47.48	2.5	2.5	09.0	—	4	99.0	—	2.5
47.96	3.3	3.3	10.67	3.3	2	4404.9	—	2.5
49.57	3.0	3	15.41	3	4	12.2	—	2
50.3	2	2	16.4	—	2	19.8	—	1.5
51.29	2.5	2.5	20.48	2.5	4	27.9	—	0.6
53.15	2	2	25.91	2	3	37.2	—	0.3
53.9	1.5	1.5	31.8	—	4	4586.4	—	0.5
55.12	1.5	1.5	38.2	—	3.5	88.7	—	0.5
57.20	1	1	45.1	—	4.5	91.3	—	0.8
58.4	0.1	0.1	52.8	—	5	94.2	—	(0.9)
59.5	2	2	53.12	1.5	3	97.5	—	1
59.7	3	2.5	53.27	1	2.5	4601.6	—	1.5
60.0	4	2.5	53.42	1	2	06.6	—	1
60.45	4.4	3	54.07	1	2	12.8	—	0.5
60.98	4.7	3.3	54.77	0.1	0.1			

Reihe von Banden gefunden zu haben glaubt, deren Ursprung unbekannt ist. Sie sind nach Violett abschattiert, zeigen keine Auflösung in Linien. Sie treten nur auf, wenn auch die Oxydbanden sichtbar sind, werden von der Bogenmitte, nicht von der

Aureole ausgesandt. Die Kanten, von welchen aber einige unscharfe Linien oder Liniengruppen sein können, sind:

4642.4	4482.5	4443.0
4627.1	4475.5	4427.3
4616.3	4466.5	4408.4
4599.5	4455.3	4390.2

Auf einer Aufnahme erhält er von der Aureole eine nicht aufgelöste, nach Rot abschattierte Bande bei 4546.2.

Weiter sei noch eine Abhandlung von Ludloff [234] erwähnt. Es gelingt ihm nicht, die Terme der Banden vollständig zu isolieren. Die 3 Endterme der Hauptbanden unterscheiden sich nur in einer in m linearen Funktion. Die Laufzahl ist halbzahlig.

Watson und Perkins [244] untersuchen die AlH-Banden in zweiter und dritter Ordnung eines großen Konkavgitters bei Feldstärken bis zu 35000 Gauß und deuten die AlH-Banden als ^1P—^1S-Kombination.

Mecke [265, 290] gibt folgende Werte für die AlH-Banden an:

Term	ν_0	a′/b′	a″/b″	Trägheitsmomente J′	J″	Kernabst. r′	r″
$^1P — ^1S$	23477.0	1082	1625	4.58	4.38	1.69	1.66
′S — ′S	44597	1326	1625	4.33	4.38	1.65	1.66

Ferner führt W. Weizel [293] folgende Molekülkonstanten für AlH an:

Term	ν_0	a′/b′		B_0	a_0	$10^8 r_0$ cm
$^1\Sigma$	—	1652.8	2773	6.33	0.21	1.66
$^1\Pi$	23471	1082.8		6.08	0.62	1.69
$^1\Sigma$	44597	1326		6.40	0.56	1.65
$^1\Sigma$	49290	—		6.54	—	1.63

Zum Schluß seien noch kurz einige Ramaneffektuntersuchungen an Aluminiumverbindungen erwähnt.

Daure [263] fand an wässerigen Lösungen von $AlCl_3$ und $AlBr_3$ keinen Ramaneffekt, während Ramaswamy [281] und Mukherjee and Sengupta [268] an wässerigen Lösungen von Aluminiumsulfat und Aluminiumnitrat einige Ramanlinien fanden, die dem SO_4-Ion zuzuordnen sind.

Abgeschlossen am 15. Nov. 1931.

Argon (Ar^{36}, Ar^{40} = 39.94, Z = 18).

Literatur.

[101] E. Böttcher, Der Effekt des elektrischen Feldes im Spektrum des Argons und Sauerstoffs. Diss. Greifswald (1918).

[102] T. Takamine and N. Kokubu, The effect of an electric field on the spectrum lines of argon. Mem. Coll. Kyoto **3** p. 282—285 (1919).

[103] G. Déjardin, Ionisation de l'argon par des électrons lents. C. R. **172** p. 1347—1348 (1921).

[104] G. Déjardin, Excitation des spectres de l'argon par des électrons lents. C. R. **172** p. 1482 bis 1484 (1921).

[105] W. F. Meggers, Interference measurements in the spectra of Argon, Krypton and Xenon. Bull. Bur. Stand. **17** p. 193—202 (1921). — Sc. Pap. Nr. 414.

[106] W. F. Meggers, Standard wave-lengths and constant frequency differences in spectra of inert gases. Phys. Rev. (2) **18** p. 160—161 (1921).

[107] E. Schramm, Die Anregung der Lichtemission durch den Stoß schneller Elektronen. Diss. Greifswald (1921).

[108] F. Horton and A. C. Davies, A spectroscopie investigation of the ionization of argon by electron collisions. Proc. Roy. Soc. A **102** p. 131—151 (1922).

[109] R. Seeliger, Über die Lichtemission der Glimmentladung. Ann. d. Phys. (4) **67** p. 352—358 (1922). — Zs. f. Phys. **5** p. 182—187 (1921); ib. **7** p. 93—96 (1921).

[110] W. W. Shaver, Trans. Canada (3) **16**, Sect. III p. 135 (1922). Erwähnt in [63].

[111] J. Steubing, Die Spektra von Argon, Jod und Stickstoff im elektrischen Felde. Phys. Zs. **23** p. 427—432 (1922).

[112] P. Zeeman und H. W. J. Dik, A connection between the spectra of ionized potassium and argon. Proc. Amsterdam **28** p. 67—80 (1922).

[113] L. et E. Bloch et Georges Déjardin, Spectres d'ordre supérieur de l'argon, du crypton et du xenon. C. R. **178** p. 766—769 (1923).

[114] G. Hertz, Über die Anregungs- und die Ionisationsspannung von Neon und Argon und ihren Zusammenhang mit den Spektren dieser Gase. Zs. f. Phys. **18** p. 307—316 (1923).

[115] W. M. Hicks, Notes on the radiation and ionization potentials of the rare gases, and the singled and enhanced series of argon. Phil. Mag. (6) **45** p. 480—496 (1923).

[116] H. Nagaoka and Y. Sugiura, Spectroscopic evidence of isotopy. Japan. J. of physics **2** p. 167—278 (1923).

[117] P. Zeeman und H. W. J. Dik, Weitere Beobachtungen über eine Beziehung zwischen den Spektren des ionisierten Kaliums und des Argons. Ann. d. Phys. (4) **71** p. 199—208 (1923).

[118] L. et E. Bloch et Georges Déjardin, Spectres d'étincelle d'ordre supérieur de l'argon, du crypton et du xenon. Ann. de phys. (10) **2** p. 461—505 (1924).

[119] A. L. Clark, Intensities in the argon spectrum. Trans. Canada (3) **18** Sect. III p. 313—323 (1924).

[120] Georges Déjardin, Recherches sur l'excitation des spectres des gaz monoatomiques. Ann. de phys. (10) **2** p. 241—327 (1924).

[121] Georges Déjardin, Excitation des spectres de l'argon, du crypton et du xenon. C. R. **178** p. 1069—1071 (1924).

[122] G. Holst und E. Oosterhuis, De laagspanningsboog. Physica **4** p. 42—45 (1924).

[123] R. C. Johnson and W. H. B. Cameron, The effect of argon on certain spectra. Proc. Roy. Soc. A **106** p. 195—215 (1924).

[124] J. C. McLennan and G. M. Shrum, On the luminescence of nitrogen, argon and other condensed gases at low temperatures. Proc. Roy. Soc. A **106** p. 138—149 (1924).

[125] Percy Lowe and D. C. Rose, Intensities in the argon spectrum. Phys. Rev. (2) **23** p. 770 (1924).

[126] Henry A. Barton, Single and double ionization of argon by electron impacts. Phys. Rev. (2) **25** p. 469—483 (1925).

[128] G. Hertz und R. K. Kloppers, Die Anregungs-Ionisationsspannung der Edelgase. Zs. f. Phys. **31** p. 463—469 (1925).

[129] F. Holweck, Détermination du potentiel critique L_{III} de l'argon. Discussion de la précision de cette mesure et des mesures analogues. C. R. **180** p. 203—206 (1925).

[130] Percy Love and D. C. Rose, Trans. Canada (3) **18**, Sect. III p. 313 (1925); erwähnt in [176].

[131] Th. Lyman and F. A. Saunders, On the spectra of Neon and Argon in the extreme ultraviolet. Nat. **116** p. 358 (1925).

[132] K. W. Meißner, Absorption in angeregten Gasen. Physik. Zs. **26** p. 687—689 (1925).

[133] Lucien B. Taylor, The spectrum of krypton in the extreme ultraviolet. Proc. Nat. Acad. **12** p. 658—659 (1925).

[134] J. Vegard, The luminescence from solidified gases down to the temperature of liquid hydrogen and its application to cosmic phenomena. Comm. Leiden phys. Lab. Nr. **175** (1925).

[135] D. Coster und J. H. van der Tunk, Das Röntgenabsorptionsspektrum des Argon. Zs. f. Phys. **37** p. 367—373 (1926), u. Physica **6** p. 258—265 (1926).

[136] D. Coster and J. H. van der Tunk, The fine structure of the X-ray absorption edge in the K-series of Argon and its possible interpretation. Nat. **117** p. 586—587 (1926).

[137] H. B. Dorgelo und J. H. Abbink, Das Argonspektrum im äußersten Ultraviolett. Naturw. **14** p. 755—756 (1926).

[138] H. B. Dorgelo, De metastabiele toestanden van Neon, Argon en Kwick. Wis. en Natuurk. Tydschr. **3** p. 65—68 (1926).

[139] H. B. Dorgelo en T. P. K. Washington, De levensduur van metastabiele toestanden van neon, argon en helium. Natuurkunde **35** p. 1009—1022 (1926).

[140] W. Grotrian, Bemerkungen über das M-Dublett des Argons. Zs. f. Phys. **40** p. 10—11 (1926).

[141] S. Goudsmit und E. Back, Die Koppelung der Quantenvektoren bei Neon, Argon und einigen Spektren der Kohlenstoffgruppe. Zs. f. Phys. **40** p. 530—538 (1926).

[142] G. Hertz und H. Abbink, Die Resonanzlinien der Edelgase. Naturw. **14** p. 648 (1926).

[143] W. M. Hicks, Sur la structure des spectres des gaz rares. Ann. de phys. (10) **6** p. 294—309 (1926).

[144] J. J. Hopfield and G. H. Dieke, PP' group in the elements S I to K IV. Phys. Rev. (2) **27** p. 638 bis 639 (1926).

[145] M. Kahanowicz, Spettro tipo „Pickering" nell' argon. Lincei Rend. (6) **4** p. 285—291 (1926).

[146] K. W. Meißner, Über den Bau des Argonspektrums. Zs. f. Phys. **37** p. 238—242 (1926).

[147] K. W. Meißner, Die Serien des Argonbogenspektrums. I. Zs. f. Phys. **39** p. 172—180 (1926).

[148] K. W. Meißner, Die Serien des Argonbogenspektrums. II. Zs. f. Phys. **40** p. 839—875 (1926).

[149] F. L. Mohler, Excitation potentials of the spectra Argon II and Neon II. Science **63** p. 405 (1926).

[150] F. L. Mohler, Photo-ionization of a gas by a discharge in the same gas. Phys. Rev. (2) **28** p. 46—56 (1926).

[151] F. A. Saunders, On the spectrum of argon. Proc. Nat. Acad. **12** p. 556—560 (1926).

[152] F. A. Saunders, On the spectra of argon. Bull. Amer. Phys. Soc. Apr. 1926 p. 18.

[153] F. A. Saunders, On the spectra of argon. Phys. Rev. (2) **27** p. 799—800 (1926). Abstr.

[154] Günther Cario, Die Wellenlänge der grünen Nordlichtlinie. Zs. f. Phys. **42** p. 15—21 (1927).

[155] C. Cuthbertson, Absorption of radiation in the extreme ultra-violet by the inert gases. Proc. Roy. Soc. A **114** p. 650—658 (1927).

[156] H. H. Dorgelo und J. H. Abbink, Das „rote" und „blaue" Argonspektrum im äußersten Ultraviolett. Zs. f. Phys. **41** p. 753—768 (1927).

[157] H. B. Dorgelo and T. P. K. Washington, The duration of metastable states of Neon, Argon and Helium. Proc. Amsterdam **30** p. 33—46 (1927).

[158] Karl E. Dorsch und Hartmut Kallmann, Über Ionisationsvorgänge in Wasserstoff, Stickstoff und Argon. Zs. f. Phys. **44** p. 565—574 (1927).

[159] K. W. Meißner, Resonanzstrahlung des elektrisch erregten Argons. Zs. f. Phys. **43** p. 443—453 (1927).

[160] F. M. Penning, Messungen über die Potentialdifferenz zwischen den positiven Schichten in Argon und Neon. Zs. f. Phys. **41** p. 769—774 (1927).

[161] J. W. Ryde, The spectrum of carbon-arcs in air at high current densities. Proc. Roy. Soc. A **117** p. 164—182 (1927).

[162] F. A. Saunders, On the spectrum of argon in the extreme ultra-violet. Proc. Nat. Acad. **13** p. 596—600 (1927).

[163] C. J. Bakker, T. L. de Bruin und P. Zeeman, Der Zeemaneffekt des Argonfunkenspektrums (Ar II) Zs. f. Phys. **51** p. 114—135 (1928); Proc. Amsterdam **31** p. 780—799 (1928); Zs. f. Phys. **52** p. 299—300 (1928).

[164] T. L. De Bruin, Over de spectra van geïoniseerd neon (Ne II) en geïoniseerd argon (Ar II). Acad. Wet. Amsterdam **37** p. 340—350 (1928).

[165] T. L. de Bruin, On the structure of the spectrum of ionized argon (Ar II). Proc. Amsterdam **31** p. 771—779 (1928).

[166] T. L. de Bruin, The spectra of ionized Neon (Ne II) and ionized Argon (Ar II). Proc. Amsterdam **31** p. 593—602 (1928).

[167] T. L. de Bruin, Über das Funkenspektrum des Argons. I. Zs. f. Phys. **48** p. 62—66 (1928).

[168] T. L. de Bruin, Über das Funkenspektrum des Argons. II. Zs. f. Phys. **51** p. 108—113 (1928).

[169] L. S. Bowen, Series spectra of potassium and calcium. Phys. Rev. (2) **31** p. 497—502 (1928).

[170] K. T. Compton and J. C. Boyce, Extreme ultraviolet spectra excited by controlled electron impacts. J. Franklin Inst. **205** p. 497—513 (1928).

[171] K. T. Compton, J. C. Boyce and H. N. Russell, Extreme ultra-violet spectrum of argon excited by controlled electron impacts. Phys. Rev. (2) **32** p. 179—185 (1928).

[172] Ira M. Freeman, The spectrum of the solar corona. Astrophys. J. **68** p. 177—193 (1928).

[173] W. Gremmer, Ergänzungen zu den Spektren des Neons, Argons und Kryptons. Zs. f. Phys. **50** p. 716—724 (1928).

[174] Carl Kenty, The recombination of argon ions and electrons. Phys. Rev. (2) **32** p. 624—633 (1928).

[175] C. Kenty and L. A. Turner, An afterglow spectrum of argon. Phys. Rev. (2) **31** p. 710 (1928).

[176] K. W. Meißner und W. Graffunder, Über die Messung der Lebensdauer angeregter Atomzustände. Ann. d. Phys. (4) **84** p. 1009—1046 (1928).

[177] H. N. Russel, L. T. Compton and J. C. Boyce, The spark spectra of neon and of argon. Phys. Rev. (2) **31** p. 709 (1928).

[178] Adolfo T. Willmas, Estructura a de los espectros de inducción de los gases raros. Espectros del átomo neutro del argon, cripton y xenon. Publ. La Plata **4** p. 253—281 (1928). Phys. Ber. **9**, **2** p. 1214. (1928). Proc. Phys. Soc. London **40** p. 312—315 (1928).

[179] C. J. Bakker, On the anomalous g-values in the spectrum of ionized argon. Proc. Acad. Amsterd. **31** p. 1041—1085 (1929).

[180] K. A. J. Bosschart, Nachweis der Absorption und der Resonanzstrahlung des elektrisch erregten Argons an einigen Gliedern der Hauptserien $1 s_i - np_k$. Diss. Frankfurt (1929).

[181] J. C. Boyce und K. T. Compton, Higher spark spectra of neon and argon in the extreme ultra-violet. Proc. Nat. Acad. **15** p. 656—658 (1929).

[182] K. T. Compton and J. C. Boyce, On the use of the electrodeless ring discharge to excite extreme ultra-violet spectra. Science **69** p. 528—529 (1929).

[183] M. J. Druyvesteyn, Das Nachleuchten von Glimmlampen mit Neon, Argon und Neon mit einigen Prozent Argon. Zs. f. Phys. **57** p. 292—304 (1929).

[184] W. Gliwitzky, Messung von Anregungs- und Ionisationsspannungen nach der Diffusionsmethode. Ann. d. Phys. (5) **1** p. 701—720 (1929).

[185] D. S. Jog, Spectrum of the trebly ionised argon. Nat. **124** p. 303 (1929).

[186] J. C. McLennan, E. W. Samson and H. J. C. Ireton, On the phosphorescence of solid Argon irradiated with cathode rays. Trans. Canada (3) **23**, Sect. III p. 25—34 (1929).

[187] O. Oldenberg, Über Struktur und Deutung der Quecksilber-Edelgasbanden. Zs. f. Phys. **55** p. 1—15 (1929).

[188] H. Rosenthal, Die Wellenlängen des blauen Argonspektrums (mit Beiträgen zur Termanalyse). Ann. d. Phys. (5) **4** p. 49—81 (1929).

[189] H. N. Russell and L. S. Bowen, Is there argon in the corona? Astroph. J. **69** p. 196—208 (1929).

[190] Bernhard Schulze, Die Anregung des „roten" und „blauen" Argonspektrums durch Elektronenstoß. Zs. f. Phys. **56** p. 378—393 (1929). — Phys. Zs. **30** p. 169 1929).

[191] C. J. Bakker und T. L. de Bruin, Der Zeemaneffekt des Argonfunkenspektrums (Ar II). II. Zs. f. Phys. **62** p. 32—42 (1930).

[192] C. J. Bakker, Die Änderung der Elektronenkopplung in den Edelgasen. Naturw. **18** p. 1100 (1930). — Nature **126** p. 955 (1930).

[193] Walker Bleakney, Ionization potentials and probabilities for the formation of multiply charged ions in helium, neon and argon. Phys. Rev. (2) **36** p. 1303—1308 (1930).

[194] Werner Braunbeck, Berechnung der Röntgen-K-Terme der leichtesten Elemente und der Edelgase aus optischen Ionisierungsspannungen. Zs. f. Phys. **63** p. 154—167 (1930).

[195] T. L. de Bruin, On the structure of the spectrum of ionized Argon (Ar II). Proc. Amsterdam **33** p. 198—212 (1930).

[196] T. L. de Bruin, Über das Funkenspektrum des Argons. III. Zs. f. Phys. **61** p. 307—320 (1930).

[197] Ira M. Freeman, Über das Leuchten des Argons in der Verzweigung einer Argonröhre. Zs. f. Phys. **59** p. 635—637 (1930).

[198] Ebbe Rasmussen, Bergmannserien im Argonspektrum. Naturw. **18** p. 1112—1113 (1930).

[199] Philip T. Smith, The ionization of helium, neon and argon by electron impact. Phys. Rev. (2) **36** p. 1303—1308 (1930).

[200] L. Vegard, Continued investigation on the luminescence from solidified gases .... Comm. Leiden labor. Nr. **205** (1930).

[201] L. C. Van Atta, Excitation probabilities for electrons in Helium, Neon and Argon. Phys. Rev. (2) **38** p. 876—887 (1931).

[202] Otto Beeck and J. Carlisle Mouzon, The ionisation of Kr and Xe by positive alkali ions and the ionisation potentials of Ne, Ar, Kr and Xe. Phys. Rev. (2) **38** p. 967—968 (1931).

[203] Suresh C. Deb and Arun K. Dutt, Über die Spektren von doppelt ionisiertem Argon, Krypton und Xenon. Zs. f. Phys. **67** p. 138—146 (1931). Nat. **126** p. 13 (1930).

[204] O. Fischer und W. Hanle, Über photographische Messung von Anregungsfunktionen im Argonspektrum. Zs. f. wiss. Photogr. **30** p. 141—146 (1931).

[205] Ebbe Rasmussen and H. Swenson, Intensity anomalies in rare gas-spectra. Nature **128** p. 188 (1931).

[206] E. L. Wormser, Ionization of helium, neon and argon. Phys. Rev. (2) **38** p. 454—456 (1931).

Für die wenigen Jahre, die seit dem Erscheinen der ersten Bogen des Bandes VII im Jahre 1923 verflossen sind, ist der Fortschritt in der Kenntnis der Argonspektra sehr bedeutend. Neue Messungen sind gemacht, welche die alten von Kayser, Eder und Valenta u. a. weit übertreffen, sowohl an Genauigkeit, wie an Linienreichtum. Ferner ist es gelungen, den Bau wenigstens von Ar I und von Ar II nahezu vollständig aufzuklären, während für die höheren Ionisationsstufen nur allererste Anfänge zu verzeichnen sind. So kann man die Spektra der spektroskopisch verschiedenen Elemente Ar, Ar^+ usw. getrennt behandeln, statt ein Gemisch derselben zugrunde zu legen, wozu man früher genötigt war.

Ar I. Die Ordnung dieses Spektrums verdankt man fast ausschließlich Meißner. Er geht aus von der Auffindung der Resonanzlinien λ 1066, 1048 durch Lyman und Saunders [131, 153], die dann von Hertz [114], Taylor [133], Hertz und Abbink [142] bestätigt wurden. Dazu nimmt er die Analogie mit dem von Paschen aufgeklärten Neonspektrum, und eigene Versuche über Absorption des Gases [132]. Da die alten Messungen sich als zu unvollkommen erweisen, macht Meißner neue Aufnahmen mit Gitter und Prismenapparaten; als Normalen zur Messung werden teils Argonlinien, die er selbst früher [80] mit Interferometer gemessen, kombiniert mit gleichen Messungen von Meggers [96], benutzt, teils Eisenlinien. Die Messungen reichen vom Ultrarot bis λ 2961. Es gelingt, die große Mehrzahl der Linien in ein Schema zu bringen, und damit das Spektrum Ar I im wesentlichen aufzuklären. Auch für das Schumanngebiet lagen schon mehrfache Messungen vor, und einen Teil derselben kann Meißner mit seiner Ordnung vereinigen und neue Terme gewinnen. Doch sollen diese kurzen λ gesondert besprochen werden [146, 147, 148].

Später hat Gremmer [173] den langwelligen Teil erneut untersucht; einige der Meißnerschen Linien findet er nicht. Andererseits findet er eine Anzahl neuer Linien, die das Meißnersche Schema ergänzen, und eine größere Zahl von sehr schwachen Linien, die sich nicht einordnen ließen, deren Bedeutung also unsicher ist. Endlich hat Rasmussen [198] Linien im Ultrarot und Rot gemessen, eine größere Zahl neuer gefunden, Bergmannserien und Kombinationen eingeordnet, auch einige der schwachen Linien von Gremmer.

Die folgende Tabelle enthält die Zahlen von Meißner nebst den von Gremmer und Rasmussen eingeordneten Linien. Angeschlossen sind die schwachen Linien von Gremmer.

Die Tabelle enthält ferner die Kombinationen der Terme der von Meißner [146, 147, 148], Rasmussen [198] und Gremmer [173] eingeordneten Linien. Die mit G bezeichneten Linien sind von Gremmer, die mit R bezeichneten von Rasmussen eingeordnet. Ganz analog dem von Paschen analysierten Neon fand Meißner 10 p-, 4 s- und 12 d-Termfolgen. Wie beim Neon zerfallen die 10 p-Termfolgen in zwei Gruppen, deren Grenzen eine Differenz von 1423 cm^{-1} aufweisen. Hinsichtlich der gewählten Termsymbolik ist zu bemerken, daß hier von einer Übertragung in die Russell-Saundersche Symbolik abgesehen werden mußte. Die Bezeichnung ist den Originalarbeiten entnommen, in denen die Verfasser ganz analog der von Paschen bei der Analyse des Neonspektrums angegebenen verfahren. Tab. 1a enthält eine Zusammenstellung der p-, s- und d-Terme von Ar I.

Tabelle 1. Ar I.

	Kombination		Meißner [147, 148]	Gremmer [173]	Rasmussen [198]	
	$1s_2-2p_{10}$	11590	8	—	—	1)
R	$2p_8-2s_2$	10685	—	—	5.6 3	
	$1s_3-2p_{10}$	640	—	—	—	
R	$2p_{10}-2s_5$	77	—	—	7.3 5	
	—	40	12	—	—	1)
R	$3d_3-4Z$	10506	—	—	6.9	
R	$2p_{10}-2s_4$	10478	—	—	8.2 5	
R	$1s_3-2p_{10}$	70	—	—	0.0 8	
R	$3d_4-5U$	10331	—	—	1.3	
R	$3d_4-5W$	07	—	—	7.0	
R	$2p_9-3s_2''$	10251	—	—	1.2 1	
	—	10066	—	—	6.9 2	
R	$3d_4'-5U$	49	—	—	9.8	
R	$3d_4'-5W$	27	—	—	7.5	
	$1S_2-2P_8$	9784	46	—	—	
	—	66	58 0		—	2)
	$1S_4-5P_{10}$	9657	90 2	—	—	
R	$3d_3-5X$	9477	—	—	7.6	
R	$3d_3-2Y$	59	—	9.64	9.64	
	$1S_2-2P_7$	9354	04 3	—	—	
	—	9291	62 0	—	—	
	$1S_2-2P_6$	24	50 5	—	—	
R	$3d_5-5X$	9198	—	8.58	8.58	
R	$3d_5-5Y$	80	—	—	0.07	
R	$2p_{10}-2s_2$	94	60 0	—	—	
R	$2p_{10}-2s_3$	92	—	—	2.61 10	
		22	98 10	—	—	
	$2p_2-4d_{10}$	9075	—	3.35	3.32	3)
R	$3d_6-5X$	73	—	—	3.32	
R	$3d_4-6U$	60	—	7.79	6.79	3)
G	$3p_1-3W$	57	—	7.29	7.29	
R	$2p_{10}-2s_2''$	8994	—	—	4.6 2	
R	$2p_1-4d_2$	88	—	—	8.6 1	
G	$2p_2-4d_5$	62	—	2.82	—	3)
G	$2p_{10}-3s_1'$	8874	—	4.18	—	
R	$3d_4'-6U$	49	44 0	—	9.44	
R	$3d_4-6W$	40	—	0.27	0.27	
	$2P_3-4D_5$	99	20	—	—	
G	$2p_4-4d_6$	8784	—	4.38	—	3)
	$2P_2-4D_3$	61	68 0	—	—	
	$2p_4-4d_5$	8678	61 0	—	—	
	$1s_3-2p_7$	67	94 8	—	—	

R: Einordnung nach Rasmussen [198], G: Einordnung v. Gremmer [173].

1) Gemessen von Paschen [59] mit Thermosäule und Galvanometer.
2) Diese Linien findet Gremmer [173] nicht.
3) Gemessen von Gremmer [173] und in das Schema von Meißner eingeordnet.

	Kombination		Meißner [147, 148]		Gremmer [173]	Rasmussen [198]	
	$2p_5-4d_5$	20	43	0	—	—	
	—	05	84	0	—	—	
G	$1s_2-2p_5$	8578	—		8.20	—	1)
	$1s_2-2p_4$	21	442	10	—	—	2)
	$2p_6-4d_3$	8490	30	0	—	—	
R	$3d_4-7U$	43	—		—	3.5	
R	$3d_4-7W$	37	—		—	7.9	
	$1s_4-2p_8$	24	648	8	—	—	2)
	$1s_2-2p_3$	08	213	15	—	—	2)
R	$3d_3-6X$	8399	—		9	9.4	
R	$3d_3-6Y$	92	—		2.27	2.27	
	$2p_3-4d_4$	84	73		—	—	
G	$2p_2-4d_1''$	66	—		6.41	—	1)
	$3d_3-5Z$	32	—		2.25	2.25	
	$1s_2-2p_2$	8265	524	20	—	—	2)
R	$3d_4'-7U$	55	—		5.11	—	
	$3d_4'-7W$	49	—		—	9.7	
G	$2p_3-4d_1''$	24	—		4.72	—	1)
	$2p_2-3s_5$	03	42	0	—	—	
R	$3d_5-6X$	8178	—		8.91	8.91	
R	$3d_5-6Y$	71	—		1.99	1.99	
G	$2p_2-3s_4$	51	—		1.86	—	1)
	$2p_4-4d_1''$	19	—		9.13	—	
	$1s_5-2p_9$	15	309	20	—	—	2)
	$1s_4-2p_7$	03	692	10	—	—	2)
	$2p_2-4d_2$	8094	05	1	—	—	3)
R	$3d_4-8U$	83	—		—	3.1	
R	$3d_8-6X$	79	—		9.72	9.73	
	$2p_3-3s_5$	66	57	2	—	—	
	$2p_6-4d_5$	53	33	2	—	—	
	$2p_7-4d_6$	46	08	1	—	—	
	$2p_1-3s_2$	37	22	1	—	—	
	$1s_5-2p_8$	14	785	15	—	—	2)
	$1s_4-2p_6$	06	157	15	—	—	2)
	—	7997	—		—	7.59	
	$2p_4-3s_5$	65	00	0	—	—	
	$2p_3-4d_2$	60	76	1	—	—	3)
	$2p_7-4d_5$	57	01	0	—	—	
	$1s_3-2p_4$	48	176	20	—	—	2)
	$2p_4-3s_4$	16	47	1	—	—	
R	$3d_4'-8U$	10	—		0.43	0.43	
R	$3d_4'-8W$	07	—		—	7.59	
	$2p_6-4d_3$	7891	10	6	—	—	
	$2p_5-3s_4$	68	19	4	—	—	
	$2p_4-4d_2$	61	92	1	—	—	

1) Gemessen von Gremmer [173] und in das Schema von Meißner eingeordnet.
2) Mittel aus interferometrischen Messungen von Meggers und Meißner.
3) Diese Linien findet Gremmer [173] nicht.

	Kombination		Meißner [147, 148]		Gremmer [173]	Rasmussen [198]	
R	$3d_3-7X$	60	—		0.48	0.48	
	$3d_3-7Y$	55	70		—	—	
R	$3d_4-9U$	53	—		—	3.37	
	—	7835	70	0	—	—	
	$2p_5-4d_2$	14	35	0	—	—	
	$2p_7-4d_3$	7798	52	1	—	—	
	$1s_3-2p_2$	24	210	10	—	—	1)
	$1s_5-2p_7$	23	759	10	—	—	1)
	$2p_6-4d_4$	04	83	3	—	—	
R	$3d_4'-9U$	7690	09	0	—	0.09	
	—	79	54	0	—	—	2)
	$2p_8-4d_5$	70	05	3	—	—	
R	$3d_5-7X$	66	99	0	—	6.99	2)
R	$3d_5-7Y$	61	—		—	1.65	
	$1s_5-2p_8$	35	107	10	—	—	1)
	$2p_2-4s_1''''$	28	88	2	—	—	
	$2p_2-4s_1''$	18	34	2	—	—	
	—	7594	48	0u	—	—	2)
R	$3d_6-7X$	79	73	0	—	9.73	
	$2p_6-4d_1''$	69	48	0	—	—	
	$2p_1-5d_5$	67	85	0	—	—	
R	$3d_3-8Y$	43	—		3.96	3.96	
	$1s_4-2p_5$	14	650	8	—	—	1)
	$2p_3-4s_1''''$	10	42	3	—	—	
	$1s_2-2p_1$	03	866	15	—	—	1)
	$2p_3-4s_1''$	00	70	0	—	—	2)
R	$3d_3-6Z$	7491	—		—	1.88	
	$2p_7-4d_1''$	84	24	6	—	—	
	$1s_4-2p_4$	71	18	2	—	—	
	$2p_9-4d_3$	36	25	5	—	—	
	$2p_6-3s_5$	35	33	8	—	—	
	$2p_3-4s_1'''$	25	24	6	—	—	
	$2p_4-4s_1''''$	22	26	3	—	—	
	$2p_4-4s_1''$	12	31	6	—	—	
	$2p_6-4s_4$	7399	97	6	—	—	
	$1s_4-2p_3$	83	978	15	—	—	1)
	$2p_9-4d_4'$	72	119	10	—	—	3)
R	$3d_5-8X$	68	08	0	—	8.08	
	$\left\{\begin{matrix} 2p_8-4d_4 \\ 2p_7-3s_5 \end{matrix}\right\}$	53	316	10	—	—	3)
	$2p_2-3s_3$	50	78	3	—	—	
	$2p_6-4d_2$	45	34	0	—	—	
R	$3d_3-9Y$	43	51	00	—	3.51	
	—	32	71	00	—	—	

1) Mittel aus interferometrischen Messungen von Meggers und Meissner.
2) Diese Linien findet Gremmer [173] nicht.
3) Gemessen von Meggers [96] interferometrisch.

	Kombination		Meißner [147, 148]		
	$2p_2-3s_2$	7316	00	8	
	$2p_7-3s_4$	11	71	10	
	$3p_3-4s_1'$	7285	44	—	
	$1s_4-2p_2$	72	935	10	1)
	$2p_9-4d_4$	70	66	5	
	$2p_1-4s_4$	67	20	1	2)
	$2p_7-4d_2$	65	23	1	
G	$2p_1-5d_2$	48	85	—	3)
	$2p_8-4d_1''$	29	93	2	
	$2p_3-3s_2$	06	986	10	1)
	$2p_4-4s_2'$	02	55	1	
R	$3d_5-9X$	7176	34	2	2) 4)
	$2p_5-4s_1'$	62	57	4	
	$2p_4-3s_3$	58	83	8	
	$1s_5-2p_4$	47	042	8	1)
	$2p_4-3s_2$	25	80	8	
	—	08	60	0	2)
	$2p_8-3s_5$	07	496	10	
	$2p_5-3s_2$	7086	70	6	
	$2p_8-3s_4$	68	73	8	
	$1s_5-2p_3$	67	218	20	5) 6)
R	$3d_5-10X$	42	77	—	
	$2p_9-3s_5$	30	250	10	1)
G	$2p_8-4d_2$	25	14	—	3)
	$2p_2-5d_6$	6992	17	2	
	$1s_4-2p_2$	65	431	20	5)
	$2p_6-4s_1''''$	60	23	7	
	$2p_6-4s_1''$	51	46	7	
	$2p_{10}-4d_6$	37	666	10	1)
	$2p_2-5d_5$	25	00	1	
	$2p_7-4s_1''''$	6888	17	10	
	$2p_6-4s_1'''$	87	10	7	
	$2p_7-4s_1''$	79	59	8	
	$4p_{10}-4d_5$	71	290	10	1)
	$2p_2-5d_3$	51	86	2	
	$2p_3-5d_5$	27	24	8	
	$2p_4-5d_6$	18	26	2	
	$2p_1-6d_5$	6779	85	2	
	$2p_6-4s_1'$	66	56	10	
	$2p_3-5d_3$	56	10	10	
	$2p_4-5d_5$	54	30	4	
	$2p_{10}-4d_3$	52	831	20	1)
	$2p_3-5d_4$	22	90	2	

	Kombination		Meißner [147, 148]		
	$2p_5-5d_5$	6719	20	10	
	$2p_6-3s_2$	6698	85	10	
	$2p_7-4s_1$	98	45	3	
	$2p_2-4s_5$	89	91	1	
	$2p_4-5d_3$	84	73	3	
	$1s_4-2p_1$	77	282	8	1)
	$2p_8-4s_1''''$	72	10	1	
	$2p_8-4s_1''$	64	02	10	
	$2p_7-3s_3$	60	64	10	
	$2p_2-5d_2$	56	88	3	
	$2p_7-3s_2$	32	04	4	
	$2p_8-4s_1'''$	04	853	8	
	$2p_9-4s_1''''$	04	02	1	
	$\left\{\begin{matrix}2p_3-4s_5\\2p_4-5d_1''\end{matrix}\right\}$	6598	66	3	
	$2p_9-4s_1''$	96	10	4	
	$2p_1-4s_2'$	94	66	1	
	$2p_3-4s_4$	81	60	1	
	$2p_1-6d_2$	71	37	1	
G	$2p_3-5d_2$	66	51	—	3)
	—	45	11	1	
	$2p_9-4s_1'''$	38	115	8	
	$2p_4-4s_5$	30	52	0	
G	$2p_{10}-4d_1''$	15	98	—	3)
	$2p_4-4s_4$	13	84	4	
	$2p_4-5d_2$	6499	10	3	
	$2p_8-4s_1'$	93	97	6	
	$2p_5-4s_4$	81	15	4	
	$2p_5-5d_2$	66	56	7	
	$2p_8-3s_2$	31	57	6	
	$2p_{10}-3s_5$	16	307	10	1)
	$2p_{10}-3s_4$	6384	719	10	
	$2p_6-5d_5$	69	577	8	
	$2p_7-5d_6$	64	89	7	
	$2p_{10}-4d_2$	49	20	1	
G	$2p_1-7d_5$	14	39	—	3)
	$2p_7-5d_5$	09	14	4	
	$2p_6-5d_3$	07	662	8	
	$2p_2-5s_1''$	6296	876	7	
	$2p_6-5d_4$	78	64	3	
	$2p_2-6d_5$	59	41	0	
	$2p_7-5d_3$	48	40	6	
G	$2p_2-5s_1''''$	44	62	—	3)

1) Gemessen von Meggers [96] interferometrisch.
2) Diese Linien findet Gremmer [173] nicht.
3) Gemessen von Gremmer [173] und in das Schema von Meißner eingeordnet.
4) Eingeordnet von Rasmussen.
5) Mittel aus interferometrischen Messungen von Meggers und Meißner.
6) Hier ordnet Rasmussen noch eine scharfe Linie von Gremmer ein: 7042.77.

	Kombination		Meißner [147, 148]		
	$2p_2 - 6d_6$	6243	39	3	
	$2p_6 - 5d_1''$	30	91	2	
G	$2p_1 - 7d_2$	22	74	—	1)
	$2p_3 - 5s_1''$	15	945	9	
	$2p_6 - 5d_1'$	12	507	10	
	$2p_3 - 6d_5$	6179	41	2	
	$2p_7 - 5d_1''$	73	100	10	
	$2p_6 - 4s_5$	70	183	10	
	$2p_3 - 5s_1''''$	65	11	4	
	$\{2p_6 - 4s_4$ $2p_4 - 5s_1''\}$	55	23	9	
	$2p_3 - 4s_1''''$	45	43	10	
	$2p_6 - 5d_2$	42	05	0	
	$2p_2 - 5s_1'$	28	71	4	
	$2p_8 - 5d_5$	27	38	6	
	—	26	02	0	
	$2p_2 - 6d_1''$	21	86	0	
	$2p_4 - 6d_5$	19	67	1	
	$2p_7 - 4s_5$	13	47	4	
	$2p_4 - 5s_1''''$	05	639	9	
	$\{2p_4 - 6d_6$ $2p_2 - 4s_3\}$	04	60	3	
	$2p_2 - 4s_2$	01	16	3	
	$2p_7 - 4s_4$	6098	807	9	
	$2p_2 - 5s_5$	93	33	0	
	$\{2p_5 - 6d_5$ $2p_1 - 8d_5?\}$	90	76	5	
	$2p_7 - 5d_2$	85	86	1	
	$2p_2 - 6d_2$	81	23	2	
	$2p_3 - 6d_4$	64	75	3	
	$2p_{10} - 4s_1''''$	59	377	10	
	$2p_{10} - 4s_1''''$	52	726	8	
	$2p_3 - 6d_1''$	45	34	0	
	$\{2p_8 - 5d_4$ $2p_3 - 6d_1'\}$	43	224	10	
	$2p_9 - 5d_4'$	32	127	30	2)
	$2p_3 - 4s_2$	25	14	5	
	$2p_3 - 5s_5$	17	53	0	
	$2p_9 - 5d_3$	13	68	3	
G	$2p_1 - 5s_2$	11	33	—	1)
	$2p_3 - 6d_2$	05	74	2	
	$2p_8 - 5d_1''$	5999	00	4	
	$2p_4 - 5s_1'$	94	66	1	
	$2p_4 - 6d_1''$	88	11	1	
	$2p_9 - 5d_4$	87	289	5	
	$2p_8 - 5d_1'$	81	90	2	

	Kombination		Meißner [147, 148]		
	$2p_4 - 4s_3$	5971	59	1	
	$2p_4 - 4s_2$	68	31	0	
	—	64	46	1	
	$2p_4 - 6d_2$	49	26	3	
	$2p_9 - 5d_1''$	43	89	1	
	$2p_8 - 4s_5$	42	668	5	
	$2p_5 - 4s_2$	40	86	1	
	$2p_8 - 4s_4$	28	818	8	
	$2p_9 - 5d_1'$	27	13	3	
G	$2p_5 - 6d_2$	22	02	—	1)
	$2p_8 - 5d_2$	16	58	2	
	$2p_{10} - 4s_1'$	12	088	10	
	$2p_9 - 4s_5$	5888	591	9	
	$2p_{10} - 3s_3$	82	625	7	
	$2p_2 - 7d_6$	70	26	1	
	$2p_{10} - 3s_2$	60	312	6	
	$2p_2 - 7d_3$	43	74	1	
	$2p_6 - 5s_1''$	34	265	6	
	$2p_6 - 6d_5$	02	082	5	
	$2p_3 - 7d_5$	5790	39	2	
	$2p_6 - 5s_1''''$	89	48	4	
	$2p_7 - 5s_1''$	83	52	5	
	$2p_3 - 7d_3$	74	00	5	
	$2p_6 - 5s_1'''$	72	116	7	
	$2p_3 - 7d_4$	58	84	2	
	—	51	90	0	
	$2p_4 - 7d_6$	47	18	1	
	$2p_7 - 5s_1''''$	39	523	10	
	$2p_7 - 6d_6$	38	40	4	
	$2p_4 - 7d_5$	37	96	2	
	$2p_5 - 7d_5$	12	48	0	
	$2p_6 - 6d_4$	00	86	6	
	$2p_4 - 7d_1''$	5693	10	0	
	$2p_2 - 6s_1''$	89	91	8	
	$2p_6 - 5s_1$	89	64	8	
	$2p_8 -$?	87	40	4	
	$2p_6 - 6d_1''$	83	73	5	
	$2p_6 - 6d_1'$	81	900	10	
	—	80	90	0	
	$2p_2 - 6s_1''''$	74	73	0	
	$\{2p_4 - 6s_5$ $2p_2 - 8d_5\}$	67	40	0	
	$2p_6 - 4s_2$	65	82	2	
	$2p_4 - 6s_4$	63	80	0	
	$2p_4 - 7d_2$	62	00	2	
	$2p_6 - 5s_5$	59	130	10	

1) Gemessen von Gremmer [173] und in das Schema von Meißner eingeordnet.
2) Gemessen von Meggers [96] interferometrisch.

Kombination		Meißner [147, 148]		
$2p_{10}-5d_6$	5650	708	30	[1]
$2p_6-6d_2$	48	66	8	
—	44	00	0	
$2p_7-5s_1'$	41	34	6	
$2p_5-6s_4$	39	11	7	
$2p_5-7d_2$	37	29	4	
$2p_7-6d_1''$	35	54	6	
$2p_8-5s_1''$	30	44	3	
—	25	30	0	
$2p_3-6s_1''$	23	76	6	
$2p_7-4s_3$	20	89	6	
$2p_2-6s_1'$	20	66	1	
—	19	00	2	
$2p_7-4s_2$	17	97	6	
$2p_7-5s_5$	11	35	4	
$2p_3-6s_1''''$	08	90	4	
$2p_{10}-5d_5$	06	738	10	[1]
$2p_2-8d_2$	05	25	2	
$2p_2-5s_3$	04	36	4	
$2p_3-8d_5$	01	85	1	
$2p_7-6d_2$	01	08	6	
$2p_8-6d_5$	00	43	5	
$2p_2-5s_2$	5598	50	4	
$2p_3-6s_1''''$	97	46	10	
—	91	75	2	
$2p_8-5s_1''''$	88	69	10	
$2p_9-5s_1''$	81	83	6	
—	80	95	1	
$2p_4-6s_1''$	74	20	2	
$2p_8-5s_1'''$	72	546	10	[1]
—	65	96	2	
—	51	66	0	
$2p_3-8d_4$	60	22	3	
$2p_4-6s_1''''$	59	62	8	
$2p_{10}-5d_3$	58	709	10	[1]
$2p_3-8d_1''$	53	40	1	
$2p_3-8d_1''$	52	76	3	
$2p_4-8d_5$	42	73	1	
$2p_3-7s_5$	41	46	1	
$\left\{\begin{matrix}2p_9-5s_1'''' \\ 2p_3-8d_2\end{matrix}\right\}$	40	90	5	
$2p_3-5s_2$	34	45	6	
—	33	20	0	
$2p_5-8d_5$	28	93	5	
—	27	10	0	
$2p_9-5s_1'''$	24	93	9	
$2p_2-9d_6$	23	70	2	
$2p_2-9d_5$	18	20	2	

Kombination		Meißner [147, 148]		
$2p_4-6s_1'$	5507	63	3	
$2p_8-6d_4$	06	11	10	
$2p_4-8d_1''$	05	18	3	
$2p_{10}-5d_1''$	5499	00	3	
$2p_9-6d_4'$	95	875	20	
$2p_4-7s_5$	93	49	4	
$\left\{\begin{matrix}2p_4-8d_2 \\ 2p_4-7s_3\end{matrix}\right\}$	92	90	0	
$2p_4-5s_3$	92	06	5	
$2p_8-6d_1'$	90	13	6	
$2p_8-6d_1'$	88	46	1	
$2p_4-5s_2$	86	47	4	
$2p_5-5s_2$	83	32	3	
$2p_8-4s_2$	73	44	10	
—	69	65	4	
$2p_8-5s_5$	67	13	6	
—	63	18	0	
$2p_9-6d_4$	59	61	4	
$2p_8-7d_5$	57	75	3	
$2p_8-6d_2$	57	37	8	
$2p_3-9d_5$	56	01	2	
$2p_{10}-4s_5$	51	657	10	
$2p_3-9d_3$	48	61	3	
$2p_9-6d_1''$	43	88	4	
$2p_8-7d_3$	43	21	7	
$2p_9-6d_1'$	42	22	10	
$2p_{10}-4s_4$	39	97	10	
—	37	04	0	
$2p_3-9d_1'$	35	83	0	
$2p_2-10d_6$	33	48	0	
$2p_2-10d_5$	32	60	0	
$2p_2-7s_1''$	30	27	3	
$\left\{\begin{matrix}2p_{10}-5d_2 \\ 2p_6-7d_4\end{matrix}\right\}$	29	69	4	
$2p_3-8s_5$	27	39	0	
$2p_2-10d_3$	22	55	1	
$2p_9-5s_5$	24	356	10	
$2p_6-7d_1''$	17	22	3	
$2p_7-7d_5$	13	32	3	
$2p_6-7d_1'$	10	470	10	
$2p_4-9d_5$	09	34	0	
$2p_4-9d_3$	02	08	0	
$2p_7-7d_3$	5399	01	4	
—	96	96	0	
$2p_6-6s_5$	93	971	8	
$2p_6-6s_4$	90	72	5	
$2p_6-7d_2$	89	10	3	
$2p_2-7s_1''''$	87	37	5	

[1]) Cario mißt diese Linien nach Ne-Normalen zu: 5650.712, 5606.748, 5572.550, 5558.706.

Kombination		Meißner [147, 148]		
$2p_5-9d_5$	5386	79	0	
—	84	80	0	
—	79	52	0	
$2p_7-7d_1''$	73	493	10	
$2p_3-10d_5$	72	29	0	
$2p_3-7s_1''$	69	97	2	
$2p_3-10d_3$	62	48	0	
—	56	49	3	
—	53	46	4	
$2p_7-6s_5$	50	58	4	
$2p_7-6s_4$	47	412	8	
$2p_7-7d_2$	45	81	4	
$2p_2-6s_3$	44	28	2	
$2p_2-6s_2$	41	78	3	
$2p_3-7s_1''''$	28	02	4	
$2p_4-10d_5$	27	07	0	
$2p_4-7s_1''$	24	80	2	
$2p_3-7s_1''''$	17	726	6	
—	13	63	0	
$2p_6-6s_1''$	09	517	8	
$2p_5-10d_5$	05	17	0	
—	5299	41	0	
$2p_3-11d_1'$	96	91	0	
$2p_6-6s_1''''$	96	32	2	
$2p_6-8d_5$	90	00	4	
$2p_6-6s_1'''$	86	08	6	
$2p_4-7s_1''''$ $2p_3-6s_2$	83	43	4	
—	82	52	0	
—	80	40	6	
$2p_8-7d_5$	79	05	4	
$2p_7-6s_1''$	67	48	1	
—	63	02	1	
$2p_7-6s_1''''$	54	476	6	
$2p_8-7d_4$	52	795	9	
$2p_6-6s_1'$	49	20	5	
$2p_6-5s_2$? $2p_7-8d_5$?	48	18	0	
$2p_6-8d_1''$	46	76	2	
$2p_6-8d_1'$	46	24	5	
$2p_4-6s_3$	42	13	1	
$2p_8-7d_1''$	41	096	6uv	
$2p_4-6s_2$	39	71	1	
$2p_6-7s_5$	36	21	4	
$2p_8-7d_1'$	34	74	2	
$2p_6-5s_2$	29	86	5	
$2p_9-7d_3$	22	90	4	
$2p_9-7d_4'$	21	271	10	

Kombination		Meißner [147, 148]		
$2p_8-6s_5$	5219	30	5	
$2p_8-6s_4$	16	28	6	
$2p_8-7d_2$	14	768	8	
$2p_9-7d_4$	10	488	8	
$2p_7-6s_1'$	08	04	3	
$2p_7-5s_2$	07	17	3	
$2p_7-8d_1''$	05	79	3	
—	01	48	0	
—	00	30	0	
$2p_9-7d_1''$	5198	96	1	
$2p_7-7s_5$	95	20	0	
$2p_7-8d_2$	94	77	4	
$2p_7-5s_3$	94	02	2	
$2p_{10}-7d_1'$	92	72	6	
$2p_{10}-5s_1''$	87	753	15	
$2p_9-6s_5$	77	535	5	
$2p_{10}-6d_5$	62	293	10	
$2p_6-9d_5$	59	69	3	
$2p_6-9d_3$	53	11	4	
$2p_{10}-6d_6$	51	395	8	
—	47	34	0	
$2p_6-9d_1'$	41	81	4	[1]
$2p_6-8s_5$	34	17	1	
$2p_6-8s_4$	32	61	0	
$2p_8-6s_1''''$	27	78	6	
$2p_7-9d_6$	24	72	0	
$2p_8-8d_5$	21	88	2	
$2p_7-9d_5$	20	01	0	
$2p_8-6s_1''''$	18	200	6	
$2p_7-9d_3$	13	50	0	
$2p_7-9d_1''$	04	74	4	
$2p_9-6d_1''$	5099	64	2	
—	98	97	4	
$2p_7-8s_5$	94	84	0	
$2p_7-8s_4$	93	32	3	
$2p_8-8d_4$	87	087	6	
$2p_6-10d_5$	84	79	0	
$2p_8-5s_2$	82	74	4	
$2p_8-8d_1''$	81	44	3	
—	81	19	0	
$2p_9-6s_1'''$	78	03	5	
$2p_6-10d_3$?	76	03	0	
$2p_{10}-5s_1'$	73	08	8	
$2p_8-7s_5$	71	30	2	
$2p_8-8d_2$ $2p_8-7s_4$	70	99	5	
$2p_6-10d_1'$	69	66	2	
$2p_{10}-6d_1'$	68	39	2	

[1]) Nach Rosenthal [175] Ar II.

	Kombination		Meißner [147, 148]		
	$2p_8 - 5s_2$	5065	48	2	
	$2p_6 - 9s_5$	63	99	2	
	$2p_6 - 9s_4$	62	72	0	
	$2p_9 - 8d_4'$	60	08	10	
	$2p_{10} - 4s_3$	56	53	8	
	$2p_{10} - 4s_2$	54	18	9	
	$2p_{10} - 5s_5$	48	813	10	
	$2p_9 - 8d_4$?	47	30	1	
	$2p_7 - 10d_6$	47	00	0	
	$2p_6 - 7s_1''''$?	44	97	0	
	$2p_7 - 7s_1''$	44	15	1	
	$2p_9 - 8d_1'$	41	23	3	
	$2p_{10} - 6d_2$	40	51	3	
	$2p_6 - 7s_1'''$	35	88	2	
	$2p_7 - 10d_1''$	34	25	3	
	—	33	39	0	
	$2p_9 - 7s_5$	32	025	6	
	—	29	64	2	
	$2p_7 - 9s_5$	25	74	0	
	$2p_7 - 9s_4$	24	50	0	
	—	18	12	0	
	$2p_6 - 11d_1'$	17	25	2	
	$2p_6 - 10s_5$	13	47	0	
	$2p_7 - 7s_1''''$	07	09	1	
	—	06	84	1	
	$2p_8 - 6s_2$	05	13	0	
	—	04	318	4	
	$2p_8 - 9d_5$	4999	65	0	
	—	96	43	0u	
	$2p_7 - 11d_6$	91	66	0	
	$2p_8 - 9d_4$	89	945	8	
	$2p_8 - 9d_1''$	85	09	4	
	$2p_8 - 9d_1'$	82	81	0	
	—	82	41	0	
	—	80	55	0	
	—	79	89	0	
	$2p_6 - 12d_1'$	79	05	0	
	—	76	87	0	
	$2p_8 - 8s_5$	75	66	1	
	—	75	25	0	
	$2p_8 - 8s_4$	74	18	4	
	—	73	53	2	
R	$2p_7 - 6s_3$	69	88	0	
	—	65	753	9	
	$2p_9 - 9d_4'$	56	753	—	
	$2p_9 - 9d_3$	55	21	2	1)
	—	53	22	0	
	$2p_9 - 9d_4$	51	75	4	
	$2p_6 - 13d_1'$	4949	64	0	
	—	46	91	0	
	$2p_9 - 9d_3'$	44	80	3	
	—	42	81	0	1)
	$2p_9 - 8s_5$	37	718	6	
	—	36	50	0	
	—	30	26	0	
	$2p_8 - 10d_5$	29	16	2	
	—	26	55	0	
	$2p_8 - 10d_4$	21	042	8	
	$2p_8 - 10d_1''$	17	85	3	
	$2p_8 - 10d_1'$	15	03	0	
	—	13	88	1u	
	$2p_6 - 8s_1''$	12	30	0	
	$2p_8 - 9s_5$	09	71	1	
	$2p_8 - 9s_4$	08	52	4	
	—	02	23	0	
	—	01	26	2	
	$2p_{10} - 7d_6$	4894	692	10	
	$2p_9 - 7s_1'''$	90	19	0	
	—	89	22	0	
	—	89	05	0	1)
	$2p_{10} - 7d_5$	87	951	15	
	$2p_9 - 10d_4'$	86	29	6	
	$2p_9 - 10d_4$	83	86	3	
	$2p_8 - 7s_1'''$	83	27	6	
	$2p_9 - 10d_1'$	77	96	0	
	$2p_{10} - 7d_3$	76	263	15	
	$2p_9 - 9s_5$	72	73	4	
	$2p_9 - 11d_4$	67	84	4	
	$2p_8 - 11d_1'$	65	91	0u	1)
	$2p_8 - 10s_4$	62	16	0	
	—	61	91	0	
	—	60	29	0	
	—	59	44	3	
	$2p_{10} - 7d_1''$	55	37	0	
	$2p_8 - 6s_2$	54	37	0	
	—	51	35	0	
	$2p_9 - 7s_1'''$	46	73	3	
	$2p_{10} - 6s_5$	36	691	10	
	$2p_9 - 11d_4'$	35	97	6	
	$2p_{10} - 6s_4$	34	10	6	
	$2p_{10} - 7d_2$	32	79	3	
	$2p_8 - 12d_4$	32	38	—	
	—	31	52	0	
	$2p_9 - 11d_4$	30	54	0	
	$2p_9 - 11d_1'$	29	47	1	
	—	26	14	0	

1) Nach Rosenthal [175] Ar II.

Kombination		Meißner [147, 148]		
$2p_9-10s_5$	4825	97	2	
$2p_8-13d_4$	04	33	3	
$2p_9-12d_4'$	4798	742	6	
$2p_9-12d_4$	96	87	0	
$2p_9-12d_1'$	94	10	0	
$2p_9-11s_5$	91	15	2	
$2p_8-14d_4$	82	35	1	
—	78	20	0	
—	78	37	2	
$2p_9-13d_4'$	70	34	—	
$2p_{10}-6s_1''$	68	674	10	
—	59	65	0	
—	59	09	0	
$2p_{10}-8d_5$	52	940	10	
—	51	30	0	
$2p_9-14d_4'$	48	23	3	
$2p_{10}-8d_6$	46	823	8	
—	44	47	1	
—	43	64	0	
—	32	05	0	1)
$2p_9-15d_4'$	30	66	3	
—	27	48	3	
—	24	10	3	
$2p_{10}-6s_1'$	19	94	5	
$2p_{10}-5s_2$	19	22	2	
$2p_{10}-8d_1''$	18	10	1	
$2p_9-16d_4'$	16	47	0	
$2p_{10}-7s_5$	09	50	6	
$2p_{10}-8d_2$	09	08	4	
$2p_{10}-5s_3$	08	46	2	
$2p_{10}-5s_2$	04	35	1	
$1s_2-3p_{10}$	02	317	100	2)
$2p_{10}-9d_6$	4651	388	5	
$2p_{10}-9d_5$	47	493	7	
$2p_{10}-9d_3$	42	148	8	
—	40	75	1	
$1s_2-3p_8$	28	445	90	2)
$2p_{10}-8s_5$	26	78	6	
$2p_{10}-8s_4$	25	46	4	
—	15	15	0	
—	11	75	0	
—	4598	78	1	1)
—	97	20	0	
$1s_2-3p_7$	96	096	90	2)
$1s_2-3p_6$	89	29	8	
$2p_{10}-10d_6$	87	21	3	
$2p_{10}-10d_5$	86	610	4	

Kombination		Meißner [147, 148]		
$2p_{10}-7s_1''$	4584	958	4	
—	71	10	1	
$2p_{10}-9s_5$	69	69	2	
$2p_{10}-9s_4$	68	64	1	
—	64	82	2	
$2p_{10}-7s_1''''$	54	319	5	
—	46	39	1	
—	44	746	6	
$2p_{10}-11d_6$	41	60	5	
—	40	40	00	
—	34	78	5	
—	34	46	0	
$2p_{10}-6s_3$	23	35	0d	
$1s_3-3p_{10}$	22	325	40	2)
$1s_2-3p_5$	10	733	80	2)
—	09	87	2d	
$2p_{10}-12d_5$	07	45	0	
—	05	16	2	
—	4498	17	1	
—	97	79	0d	
—	80	83	3	
—	79	31	3	
—	74	72	3	1)
—	68	68	1d	
—	61	85	0	
—	61	46	3	
—	60	53	4	1)
—	56	61	2	
—	48	88	2	1)
$2p_{10}-8s_1''$	45	84	3	
—	39	48	0	1)
—	35	15	1	
$1s_3-3p_7$	23	98	8	
—	04	75	1	
—	4385	58	1	
—	83	48	1	
—	68	36	3	
—	67	83	0	7)
$1s_4-3p_{10}$	63	79	8	
$1s_2-3p_4$	45	168	90	2)
$1s_2-3p_2$	35	35	70	
$1s_2-3p_3$	33	561	90	2)
—	10	47	5	
$1s_4-3p_8$	00	100	100	2)
—	4299	24	3	
—	94	97	5	
—	89	09	3	

1) Eingeordnet von Rasmussen.

2) Gemessen von Meggers [96] interferometrisch.

Kombination		Meißner [147, 148]		
$1s_4$—$3p_7$	4272	169	100	[1])
—	71	29	3	
$1s_4$—$3p_6$	66	286	100	[1])
—	65	52	2	
$1s_2$—$3p_1$	59	362	100	[1])
—	58	59	3	
—	54	95	4	
$1S_5$—$3p_{10}$	51	184	60	[1])
—	50	42	2	
—	49	37	5	
—	41	09	0	
—	39	82	1	
$1s_4$—$3p_9$	00	678	100	[1])
$1s_5$—$3p_5$	4198	316	100	[1])
$1s_3$—$3p_4$	91	027	100	[1])
$1s_5$—$3p_8$	90	714	50	[1])
$1s_3$—$3p_2$	81	884	80	[1])
—	79	56	1	
—	76	33	5	
—	75	40	4	
—	68	70	2	
—	68	41	2	
$1s_5$—$3p_7$	64	180	80	[1])
$1s_5$—$3p_6$	58	591	100	[1])
—	52	54	5	
$1s_4$—$3p_4$	4054	50	8	
$1s_4$—$3p_2$	45	96	10	
$1s_4$—$3p_3$	44	419	100	[1])
$1s_2$—4X	32	97	5	
$1s_4$—$3p_1$	3979	71	5	
$1s_5$—$3p_2$	48	980	100	[1])
$1s_5$—$3p_3$	47	50	10	
$1s_3$—4X	99	86	8	
$1s_2$—$4p_{10}$	3894	65	10	
$1s_2$—$4p_8$	76	07	4	
$1s_2$—$4p_7$	66	28	3	
$1s_2$—$4p_6$	64	26	4	
$1s_2$—$4p_5$	34	68	30	
$1s_4$—4X	3781	35	10	
$1s_4$—4Y	75	45	5	
$1s_3$—$4p_{10}$	70	38	15	
$1s_3$—$4p_7$	43	76	8	
$1s_5$—4X	3696	51	5	
$1s_5$—4Y	90	89	10	
$1s_2$—$4p_4$	75	22	10	
$1s_2$—$4p_2$	74	05	1	
$1s_2$—$4p_3$	70	64	10	

Kombination		Meißner [147, 148]		
$1s_2$—5X	3663	76	3	
$1s_4$—$4p_{10}$	59	50	8	
$1s_2$—$4p_1$	49	83	30	
$1s_4$—$4p_8$	43	09	8	
$1s_4$—$4p_7$	34	44	10	
$1s_4$—$4p_6$	32	64	10	
$1s_4$—$4p_5$	06	51	50	
$1s_2$—$5p_{10}$	3599	67	5	
$1s_2$—$5p_7$	88	97	1	
$1s_2$—$5p_6$	88	11	2	
$1s_4$—4Z	82	70	6	
—	73	13	0	
$1s_2$—$5p_5$	72	29	10	
$1s_5$—$4p_9$	67	64	10	
{ $1s_5$—$4p_8$ / $1s_3$—$4p_4$ }	64	27	8	
$1s_3$—$4p_2$	63	26	8	
—	59	51	1	[2])
$1s_5$—$4p_7$	55	97	8	
$1s_5$—$4p_6$	54	30	10	
$1s_3$ 5X	53	58	6	
—	44	76	0	
$1s_5$—4Z	06	46	6	
$1s_3$—$5p_{10}$	3493	29	5	
$1s_2$—6X	90	50	2	
$1s_3$—$5p_7$	83	17	3	
$1s_4$—$4p_1$	65	15	1	
$1s_4$—$4p_2$	64	08	0	
$1s_4$—$4p_3$	61	07	10	
$1s_2$—$6p_{10}$	57	81	2	
$1s_4$—5X	54	94	5	
$1s_4$—5Y	52	32	2	
$1s_2$—$6p_6$	49	52	1	
{ $1s_2$—$6p_5$ / $1s_4$—$4p_1$ }	42	58	5	
$1s_2$—$5p_4$	18	51	2	
$1s_2$—$5p_2$	17	68	2	
$1s_2$—$5p_3$	16	80	3	
$1s_2$—$5p_1$	06	17	6	
$1s_4$—$5p_{10}$	3397	90	5	
{ $1s_2$—7X / $1s_5$—$5p_4$ }	93	73	10	
$1s_5$—$4p_2$	92	81	8	
$1s_4$—$5p_8$	92	31	2	
$1s_3$—6X	90	29	2	
$1s_5$—$4p_3$	89	85	5	
$1s_4$—$5p_7$	88	35	5	

[1]) Gemessen von Meggers [96] interferometrisch.
[2]) Eingeordnet von Rasmussen.

Kombination		Meißner [147, 148]		
$1s_4-5p_6$	3387	58	5	
$1s_5-5X$	83	98	1	[1]
$1s_5-5Y$	81	49	5	
$1s_5-7p_{10}$	72	88	2	
$1s_4-5p_5$	73	47	10	
$1s_2-4p_6$	68	84	0	
$1s_2-7p_5$	63	47	5	
$1s_3-6p_{10}$	59	48	4	
$1s_3-6p_7$	52	20	0	[2]
—	50	89	0	[1]
—	36	60	1	
$1s_2-8X$	33	84	1	
—	28	19	1	
—	25	95	1	
$1s_5-5p_9$	25	50	8	
$1s_5-5p_8$	23	82	6	
$1s_3-5p_2$	22	44	3	
$1s_3-5p_4$	21	58	3	
$1s_2-8p_{10}$	20	67	1	
$1s_5-5p_7$	20	06	3	
$1s_5-5p_6$	19	34	10	
$1s_2-8p_6$	17	54	0	
$1s_2-8p_5$	14	49	1	
—	12	71	1	
—	10	47	2	
$1s_4-6X$	00	39	5	
$1s_4-6Y$	3299	26	1	
$1s_3-7X$	99	02	0	
$1s_4-5Z$	89	95	2	
$1s_2-6p_3$	89	39	2	
$1s_2-6p_1$	85	10	1	
$1s_2-9p_{10}$	83	74	0	
$1s_2-9p_6$	82	70	0	
$1s_3-7p_{10}$	79	25	2	
$1s_2-9p_5$	78	93	2	
$1s_3-7p_7$	75	72	1	
$1s_4-6p_{10}$	71	16	4	
$1s_4-6p_8$	66	34	0u	
$1s_4-6p_7$	64	29	2	
$1s_4-6p_6$	63	78	2	
$1s_4-6p_5$	57	58	8	
$1s_2-10p_5$	56	20	1	
—	43	71	1u	[1]
—	43	12	1u	
$1s_3-8X$	42	40	1d	?
$1s_2-10p_5$	38	49	00	
$1s_5-6X$	35	57	1	

Kombination		Meißner [147, 148]		
$\begin{cases}1s_4-5p_3\\1s_4-6Y\end{cases}$	3234	51	8	
$1s_3-8p_{10}$	29	91	2	
$1s_5-5Z$	25	58	5	
$1s_4-7X$	13	84	1	
$1s_4-17Y$	12	99	1	
$1s_2-7p_1$	11	99	1	
—	11	36	1	
$1s_5-6p_{10}$	07	50	4	
$1s_5-6p_9$	03	66	4	
$1s_5-6p_8$	02	85	3	
$1s_3-6p_4$	01	12	2	
$1s_5-6p_7$	00	81	1	
$1s_5-6p_6$	00	39	8	
$1s_4-7p_{10}$	3195	12	3	
$1s_3-9p_{10}$	94	93	0	
$1s_4-7p_7$	91	72	1	
$1s_4-7p_6$	91	50	1	
$1s_4-7p_5$	86	63	3	
$1s_5-5p_4$	73	71	1	
$1s_5-5p_2$	72	96	9	
$1s_5-5p_3$	72	18	3	
$1s_4-8X$	60	06	3	
$1s_4-8Y$	59	55	0	
$1s_5-7X$	52	29	2	
$1s_5-7Y$	51	52	2	
$1s_4-6Z$	50	42	00	
$1s_4-8p_{10}$	48	20	0	[1]
$1s_4-8p_7$	45	63	0	
$1s_4-8p_6$	45	42	0	
$1s_4-8p_5$	42	60	2	
—	37	70	1	[1]
$1s_5-7p_{10}$	34	27	1	
$1s_5-7p_9$	32	87	2	
$1s_5-7p_8$	32	31	1	
$\begin{cases}1s_5-7p_7\\1s_3-7p_4?\end{cases}$	31	04	1	
$1s_5-7p_6$	30	80	5	
—	21	62	0u	
$1s_4-6p_3$	20	06	2	
—	17	85	2	
—	16	63	2	
$1s_4-6p_1$	16	22	0	
$1s_4-9p_{10}$	14	96	0	
$\begin{cases}1s_4-9p_7\\1s_4-9p_6\end{cases}$	14	10	0u	
$1s_4-9p_5$	10	66	2	

[1]) Eingeordnet von Rasmussen.

[2]) Williams [178] hat hier zwei neue Linien gefunden und eingeordnet: 3355.4 und 3354.3.

Kombination		Meißner [147, 148]		
$1s_5-8Y$	3100	09	2	[1]
$1s_4-10p_{10}$	3092	97	0	
$1s_5-6Z$	91	32	1	
$1s_4-10p_5$	90	18	0	
—	89	79	0u	
$1s_5-8p_{10}$	89	17	1	
$1s_5-8p_9$	87	81	0	
$1s_5-8p_8$	87	31	0u	
$1s_5-8p_6$	86	47	1	
—	83	30	00	
—	81	58	0u	
—	80	81	0u	
—	80	00	0u	
$1s_4-11p_5$	74	15	00	
—	66	89	00	[1]
$1s_5-9Y$	65	73	0	
$1s_5-6p_6$	63	44	3	
$1s_5-6p_4$	62	82	0	
$1s_5-6p_3$	62	06	2	
—	59	77	00	
$1s_5-9p_6$	56	28	2	
$1s_5-10p_6$	34	86	0	
—	33	47	0	[1]
—	32	37	0	
—	2994	05	0	
—	61	63	0	
—	61	00	0	
	Linien nach Gremmer [173]			
—	9459	64	—	
—	9198	50	—	
—	80	07	—	
—	9073	32	—	
—	66	79	—	
—	8992	38	—	
—	66	04	—	
—	8840	27	—	

Kombination		Linien nach Gremmer [173]	
—	8736	79	—
—	14	70	—
—	8616	09	—
—	8561	36	—
—	8392	27	—
—	53	52	—
—	32	25	—
—	8282	14	—
—	55	21	—
—	8178	91	—
—	71	99	—
—	43	59	—
—	8079	72	—
—	7910	43	—
—	07	59	—
—	7860	48	—
—	59	71	—
—	02	51	—
—	7677	40	—
—	7543	96	—
—	7431	23	—
—	20	48	—
—	7226	45	—
—	7192	15	—
—	7042	77	—
—	27	01	—
—	20	45	—
—	18	08	—
—	04	08	—
—	6926	70	—
—	6833	06	—
—	6640	27	—
—	23	72	—
—	6506	51	—
—	6487	53	—
—	6380	67	—
—	6002	85	—
—	5899	78	—

Schon früher war ein Versuch, dies Spektrum zu ordnen, von Nissen [90] gemacht; aber er ist allseitig als verfehlt bezeichnet (siehe auch Band VII S. 24). — Zu den Versuchen einer Ordnung der Linien ist auch die Arbeit von Clark zu rechnen [119]. Er benutzt die viel verwandte Methode, das Gas anregen zu lassen durch den Stoß von Elektronen, die von einer Glühkathode ausgehen, eine Geschwindigkeit von 20—120 Volt erhalten. Bei jeder Geschwindigkeit wird die Intensität der Linien roh gemessen. Zuerst sind nur Linien von Ar I vorhanden, von etwa 39 Volt an erscheinen auch Linien von Ar II. Je nachdem die Linien schnell oder langsam wachsen,

[1]) Eingeordnet von Rasmussen.

Tabelle 1 a.

p-Terme des Ar I-Spektrums [147]

Term \ m	2	3	4	5	6	7	8	9
$m\,p_1$	18388.83	8240.51	4320.86	2361.52	1279.98	587.23		
$m\,p_2$	19615.04	8651.83	4501.81	2460.87	1334.11			
$m\,p_3$	19821.76	8642.38	4476.24	2452.93	1319.48			
$m\,p_4$	19979.75	8703.94	4510.00	2467.81	1327.71			
$m\,p_5$	20057.17	9548.47	5641.13	3726.30	2672.00	1988.81	1549.49	1222.38
$m\,p_6$	20873.91	9927.84	5840.46	3849.73	2730.41	2036.53	1577.61	1257.65
$m\,p_7$	21024.20	9960.10	5854.19	3856.43	2735.10	2038.79	1579.91	1258.13
$m\,p_8$	21494.13	10112.12	5919.48	3890.65	2754.70	2051.60	1586.42	
$m\,p_9$	21648.70	10168.70	5944.94	3805.65	2762.38	2057.31	1591.58	
$m\,p_{10}$	23009.42	10451.43	6042.50	3938.95	2799.70	2071.83	1605.92	1267.17

$10\,p_5 = 1009.72.$ $10\,p_6 = 999.76.$ $11\,p_5 = 841.44.$

s-Terme des Ar I-Spektrums [148]

Term \ m	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$m\,s_2$	31711.62	12228.2	5950.13	3229.21	1758.19	899.88				
$m\,s_3$	32557.79	12400.	6014.82	3238.44	1776.73	908.49				
$m\,s_4$	33360.86	13463.6	7351.29	4632.09	3229.21	2328.75	1779.56	1396.01	1127.17	
$m\,s_5$	33967.70	13700	7428.39	4671.41	3208.24	2339.84	1781.51	1402.07	1132.11	933.22

d-Terme des Ar I-Spektrums [148].

Term \ m	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$m\,d_2$	12961.6	7263.70	4597.22	3175.53	2323.11	1779.56				
$m\,d_1'$			4781.81	3279.03	2396.35	1817.83	1430.78	1154.08	948.33	
$m\,d_1''$		7666.55	4829.28	3284.65	2419.50	1820.18	1440.06			
$m\,d_4$		7898.59	4951.29	3337.54	2461.97	1842.03	1459.46			
$m\,d_4'$	14362.0	8087.81	5075.38	3458.28	2501.59	1891.62	1479.81	1188.97	975.99	815.71
$m\,d_3$		8204.85	5024.56		2507.57					
$m\,d_5$	15285.8	8460.07	5178.63	3643.51	2556.59	1975.62	1498.39	1212.87		
$m\,d_6'$		8599.40	5317.39	3602.55	2584.77	1948.52	1516.41	1215.82	996.85	
$m\,s_1'$	11742.3	6099.53	3302.90	1828.46						
$m\,s_1'''$		6357.99	3554.05	1961.50	1021.95					
$m\,s_1''$		6492.46	3738.54	2045.03	1205.00	522.72				
$m\,s_1''''$		6510.60	3605.97	1998.09	1058.32					

X, Y, U, W, Z-Terme des Ar I-Spektrums.

Term \ m	4	5	6	7	8	9	10
$m\,X$	6222.9	4425.09	3070.31	2254.16	1725.03	1362.6	1098.3
$m\,Y$	6881.55	4403.25	3059.85	2246.15	1719.90	1358.49	
$m\,U$		4413.7	3063.9	2250.1	1722.3	1360.2	
$m\,W$		4390.7	3052.2	2242.2	1718.1		
$m\,Z$	5456.96	2974.22	1628.26				

dann abnehmen, teilt er sie in 5 Klassen, deren 3 erste er zu Ar I rechnet, die andern zu Ar II. Natürlich werden nur die stärksten Linien berücksichtigt.

Es möge nun das Schumanngebiet besprochen werden, wobei aber alle Ionisationsstufen gemeinsam behandelt werden sollen, da eine einwandfreie Trennung noch nicht durchgeführt ist. Zuerst hat Lyman [67] Versuche zwischen λ 2000 und λ 1200 ausgeführt. Ar I gab ihm keinerlei Linien, dagegen erhielt er von Ar II eine größere Anzahl, welche in Band VII S. 21 mitgeteilt sind. Als kürzere λ fanden zuerst Lyman und Saunders [131] die Resonanzlinien von Ar I: λ 1067 und λ 1048, die dann auch von anderen (siehe oben) bestätigt wurden. Dann veröffentlicht Saunders [151] 17 weitere Linien, während Dorgelo und Abbink [137, 156] eine Liste von 43 Linien bringen. Sie vergleichen Aufnahmen des Bogens, des Glimmlichts, der positiven Säule und der kondensierten Entladung und trennen danach Ar I und Ar II. Die sämtlichen längeren Linien von Lyman [67] erhalten sie nicht, bis auf die 3 Linien λ 1675, λ 1673, λ 1669, die auf einer Aufnahme erschienen. Auch der Unterschied gegen Saunders ist außerordentlich groß, nur einige Linien sind beiden Reihen gemeinsam. Eine Diskussion Saunders [162], Dorgelo und Abbink [156] führt zu einer gewissen Aufklärung: Saunders hatte eine Reihe von Linien zwischen λ 894 bis λ 797 zwar auf seinen Platten gesehen, aber fortgelassen, da ihre Intensität nicht proportional mit der der Resonanzlinien wächst. Sie waren aber zu führen. — Dann folgt eine Arbeit von Compton, Boyce, Russel [171, siehe auch 170], welche 88 Linien zwischen λ 1066 und λ 461 enthält. — Hopfield und Dieke [144] hatten schon vorher eine Reihe von Linien als die PP′-Gruppe von Ar III erkannt, Boyce und Compton bei elektrodenloser Ringentladung [181, 182] dieselbe Gruppe und 3 Linien von Ar IV.

Alle diese Messungen sind in der folgenden Tabelle 2 zusammengestellt. Zu ihr ist noch folgendes zu bemerken: Bei den kürzesten λ haben Dorgelo und Abbink etwa um 0.03 kleinere Werte, als Compton, Boyce, Russell; es scheint aber, daß die Angaben der letzteren zuverlässiger sind, da sie bessere Normalen benutzen. Dorgelo und Abbink teilen ihre Linien in solche, die zu Ar I und Ar II gehören; unter letzteren führen sie aber auch Linien von Ar III und vielleicht eine von Ar IV. In der Tabelle ist angegeben, bei welcher Ionisationsstufe sie die Linien einordnen.

Meißner hat fast alle von Dorgelo und Abbink mit I bezeichneten Linien einordnen können. — Einige der von Meißner gemessenen Linien hält Rosenthal für zu Ar II gehörig; sie sind in der Tabelle bezeichnet.

Ar II. Eine, wie es scheint, sehr genaue Messung des Spektrums gibt Rosenthal [188]; sie reicht von λ 8000 bis λ 2100, enthält etwa 1200 Linien. Als Lichtquellen werden teils Geißlerröhren, teils die elektrodenlose Ringentladung benutzt, als Normalen die Burnsschen Eisenlinien. Zur Aufnahme dienen Prismenapparate und Gitter.

Die Kenntnis des Baus des Spektrums ist nicht ganz so weit gediehen, wie die von Ar I. An ihrer Ausarbeitung haben sich vornehmlich de Bruin [164, 165, 166, 167, 168, 195, 196], dann Saunders [151, 162], Compton, Boyce und Russell [171], Dorgelo und Abbink [156], Rosenthal [188] betätigt. Aber eine große Menge von Linien ist noch nicht eingeordnet, und die verschiedenen Forscher stimmen nicht in allen Punkten überein, wenn sie auch im Großen einer Ansicht sind. De Bruins Anordnung wird wesentlich gestützt durch Untersuchung des Zeemaneffektes

Tabelle 2. Ar Kurze Wellenlängen.

Kombination		Compton, Boyce, Russell [171]	Dorgelo, Abbink [137, 156]	Saunders [151]	Saunders [162]	Bowen [169]	Boyce u. Compton [181, 182]	Hopfield u. Dieke [144]
$1\,p_0 - 1\,s_4$	1066	72 15	6.70 I	—	—	—	—	— [1]
$1\,p_0 - 1\,s_2$	48	28 25	8.28 I	—	—	—	—	— [1]
—	958	34 1 d	—	—	—	—	—	—
$A_1 - s\,p^6\,{}^2S_1$	71	97	—	—	—	—	—	—
—	46	—	6.72?	6.95	—	—	—	— [2]
—	41	—	—	1.39	—	—	—	— [3]
—	31	97 7 +	2.06 II	2.09	—	2.06 II	—	—
—	31	—	—	1.43	—	—	—	—
—	20	—	—	0.43	—	—	—	—
$A_2 - s\,p^6\,{}^2S_1$	19	89 9 +	9.79 II	9.80	—	9.79 II	—	—
—	19	—	—	9.17	—	—	—	—
—	18	—	—	8.70	—	—	—	—
—	08	—	—	8.48	—	—	—	—
—	00	—	—	0.18	—	—	—	—
$1\,p_0 - 3\,d_5$	894	27 4	4.31 I	—	4.32 7	—	—	—
$s^2p^4\,{}^3P_1 - s\,p^5\,{}^3P^0_2$	87	—	7.45 II	7.43	—	7.45 III	7.41 4 III	7.39 III
$s^2p^4\,{}^3P_0 - s\,p^5\,{}^3P^0_1$	83	—	3.22 II	3.20	—	3.22 III	3.15 3 III	3.17 III
$1\,p_0 - 2\,s_4$	79	88 3	9.97 I	—	9.95 8	—	—	—
$s^2p^4\,{}^3P_1 - s\,p^5\,{}^3P^0_1$	79	—	9.62 II	—	—	9.62 III	9.56 2 III	9.60 III
$s^2p^4\,{}^3P_2 - s\,p^5\,{}^3P^0_2$	78	68 0	8.78 II	—	—	8.78 III	8.54 3 III	8.71 III
$1\,p_0 - 3\,d_2$	76	00 4	6.10 I	—	6.06 8	—	—	—
$s^2p^4\,{}^3P_1 - s\,p^5\,{}^3P^0_1$	75	—	5.56 II	5.64	—	5.56 III	5.54 3 III	5.53 III
$s^2p^4\,{}^3P_2 - s\,p^5\,{}^3P^0_1$	71	—	1.11 II	1.10	—	1.11 III	1.15 3 III	1.11 III
$1\,p_0 - 2\,s_2$	69	70 2	9.75 I	—	9.76 7	—	—	—
$1\,p_0 - 3\,s_1'$	66	77 4	6.84 I	—	6.80 6	—	—	—
$s^2p^3\,{}^4S^0_{1\frac{1}{2}} - s\,p^4\,{}^4P_{2\frac{1}{2}}$	63	—	—	3.64	—	—	—	—
—	53	—	—	—	—	—	3.53 5 IV	—
—	50	—	0.71? II	0.66	—	—	—	—
$s^2p^4\,{}^4S^0_{1\frac{1}{2}} - s\,p^4\,{}^4P_{1\frac{1}{2}}$	46	—	—	—	—	—	6.79 4 IV	—
$s^2p^3\,{}^4S^0_{1\frac{1}{2}} - s\,p^4\,{}^4P_{\frac{1}{2}}$	43	—	3.75? II	3.78	—	—	3.6 4 IV	—
$1\,p_0 - 4\,d_5$	42	78 2	2.79 I	—	2.80 6	—	—	—
—	40	—	0.01? II	0.02	—	—	—	—
$1\,p_0 - 3\,s_4$	34	—	4.98 I	—	4.98 4	—	—	—
$1\,p_0 - 4\,d_2$	34	45 6	4.42 I	—	4.38 6	—	—	—
$1\,p_0 - 4\,s_1'$	26	39 2	6.34 I	—	6.37 4	—	—	— [4]
$1\,p_0 - 3\,s_2$	25	42 2	5.36 I	—	5.33 4	—	—	—
$1\,p_0 - 5\,d_5$	20	22 0	0.12 I	—	0.11 2	—	—	—
$1\,p_0 - 5\,d_2$	16	37 4	6.27 I	—	{6.40 1? {6.22 3	—	—	—
$1\,p_0 - 6\,d_5$	09	—	9.95 I	—	9.90 0	—	—	—
—	08	—	8.82? I	—	—	—	—	—

[1]) Taylor [133] gibt 1066.62(0) u. 1064.90(4). — [2]) Diese Linie finden Dorgelo u. Abbink nicht.

[3]) In der Tabelle von Compton, Boyce, Russell bedeutet ein Kreuz hinter der Linie, daß sie sicher bei Ar II eingeordnet sei, eine 0, daß sie nur wahrscheinlich eingeordnet sei.

[4]) Hier gibt Meißner [147, 148] als Ar I noch 3 Linien, mit Stern versehen, was wohl bedeuten soll, daß sie nur berechnet sind: 829.13, 807.23, 806.86.

Kombination		Compton, Boyce, Russell [171]	Dorgelo, Abbink [137, 156]	Saunders [151]	Saunders [162]	Bowen [169]	Boyce u. Compton [181, 182]	Hopfield u. Dieke [144]
$1\,p_0 - 5\,s_1^1$	807	—	7.65 I	—	—	—	—	— 1)
— —	06	62 2 d	6.46 I	—	{6.65 0 6.44 2	—	—	— 1)
—	03	—	3.80? I	—	—	—	—	—
—	02	—	2.95? I	—	—	—	—	—
—	01	41 1	1.33 I	—	1.22 1	—	—	—
—	799	—	—	—	9.21 0	—	—	—
—	97	78 0	7.63 I	—	7.57 1	—	—	—
—	95	70 ?	—	—	—	—	—	—
—	69	37 ?	9.12? II	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_1 - 3\,d^4D_2$	62	37 2 +	—	—	—	—	—	—
—	55	21 0	—	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_2 - 3\,d^4D_3$	54	99 4 +	—	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_1 - 4\,s^4P_2$	48	39 1 +	—	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_2 - 4\,s^4P_3$ } $3\,p^2P_1 - 4\,s^{43}P_1$ }	45	22 8 +	—	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_2 - 4\,s^4P_2$	40	45 5 +	0.23 II	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_1 - 4\,s^2P_2$	31	10 3 +	0.91 II	—	—	0.91 II	—	—
$3\,p^2P_1 - 4\,s^2P_1$	25	73 5 +	5.53 II	—	—	5.53 II	—	—
$3\,p^2P_2 - 4\,s^2P_2$	23	54 6 +	3.35 II		—	3.35 II	—	—
$3\,p^2P_2 - 4\,s^2P_1$	18	29 4 +	8.05 II	—	—	8.09 II	—	—
$3\,p^2P_1 - 3\,d^4F_2$	04	72 3 0	—	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_2 - 3\,d^4F_3$	699	00 4 +	—	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_2 - 3\,d^2P_1$	98	19 2 0	—	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_2 - 3\,d^4F_2$	97	82 1 0	—	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_1 - 3\,d^2P_2$	93	55 4 0	—	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_2 - 3\,d^2P_1$	91	29 1.5 0	—	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_2 - 3\,d^2P_2$	86	73 2 0	—	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_1 - 4\,s^2D_2$	79	59 6	9.37 II	—	—	—	—	—
—	78	17 4	7.97 II?	—	—	—	—	—
—	76	48 5 +	6.18 II?	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_2 - 4\,s^2D_2$	73	13 0 +	2.79 II?	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_2 - 4\,s^2D_3$	72	03 6	1.81 II	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_1 - 3\,d^2D_2$	71	21 6	0.93 II	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_2 - 3\,d^2F_3$	66	23 5	5.97 II	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_2 - 3\,d^2D_2$	64	84 2	4.50 II	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_2 - 3\,d^2D_3$	62	11 6	1.84 II	—	—	—	—	—
—	37	52 0		—	—	—	—	—
—	12	59 4	—	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_1 - 4\,s^2S_1$	03	11 2 0	—	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_2 - 4\,s^2S_1$	597	97 3 0	—	—	—	—	—	—
—	84	53 1.5 0	—	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_1 - 3\,d^2D_2$	83	65 3 0	—	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_2 - 3\,d^2D_3$	80	47 5 0	—	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_2 - 3\,d^2D_2$	78	81 1.5 0	—	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_1 - 3\,d^2P_2$	78	34 1.5 0	—	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_1 - 3\,d^2P_1$	76	93 2 0	6.68 II?	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_2 - 3\,d^2P_2$	73	55 4 0	3.29 II?	—	—	—	—	—

Kombination		Compton Boyce, Russell [171]	Dorgelo, Abbink [137, 156]	Saunders [151]	Saunders [162]	Bowen [169]	Boyce u. Compton [181, 182]	Hopfield u. Dicke [144]
$3\,p^2P_2 - 3\,d^2P_1$	572	20 1 0	1.89 II?	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_1 - a^2P_1$	60	38 3	0.13 II?	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_2 - a^2P_2$	57	01 3	6.70 II?	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_2 - 5\,S^4P_2$	48	92 1 +	—	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_1 - 3\,d^2S_1$	47	54 4 0	7.29 II?	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_2 - S\,s^2P_2$	46	36 2 +	—	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_2 - 5\,s^2P_1$	43	96 1 +	—	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_2 - 3\,d^2S_1$	43	33 5 0	3.13 II?	—	—	—	—	—
—	38	47 0	—	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_2 - 4\,d^4P_1$	37	18 1	6.94 II?	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_1 - 4\,d^2P_2$	30	65 1	—	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_2 - 4\,d^2P_1$	26	54 0	—	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_2 - 4\,d^2P_2$	24	83 3	4.59 II?	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_1 - 4\,d^2D_2$	22	93 2 0	2.63 II?	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_2 - 4\,d^2D_3$	19	47 4 0	9.20 II?	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_1 - 3\,d^2D_2$	14	43 1 0	—	—	—	—	—	—
—	12	72 0	—	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_1 - 3\,d^2D_3$	10	68 3 0	—	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_1 - 4\,d^2P_2$	03	78 0	—	—	—	—	—	—
{ $3\,p^2P_2 - 6\,s^4P_2$ $3\,p^2P_1 - 6\,s^2P_1$ }	02	20 0	—	—	—	—	—	—
—	491	09 0	—	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_1 - 4\,d^2S_1$	90	76 2	—	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_2 - 5\,d^2P_2$	89	26 0	—	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_2 - 5\,d^2D_3$	88	88 2 d	—	—	—	—	—	—
$3\,p^2P_2 - 4\,d^2S_1$	87	27 2	—	—	—	—	—	—
—	75	79 0	—	—	—	—	—	—
— [1])	64	20 0 +	—	—	—	—	—	—
— [1])	61	11 0 +	—	—	—	—	—	—

durch Backer, de Bruin, Zeeman [163, 179, 191]. Die Grundlinien sind nach de Bruin $\lambda 931$ und $\lambda 919$. Das Spektrum ist ein Dublett-Quartett-Multiplett-System.

Es folgt die Tabelle 3 von Rosenthal. Manche Linien, die Kayser oder Eder und Valenta in ihren Tabellen geführt haben, die er aber nicht erhält, bezeichnet er als Geister.

Viele Linien von Ar II haben auch L. u. E. Bloch und G. Déjardin [113, 118] angegeben, auf Grund der elektrodenlosen Ringentladung. Wir kommen gleich darauf zurück. Sie sind in der Tabelle durch ein + kenntlich gemacht.

Auch dieser Tabelle wurden die den Linien entsprechenden Kombinationen der Terme beigefügt, und zwar die von de Bruin [167, 168, 196] und die von Rosenthal [188] angegebenen. Die von Rosenthal eingeordneten Linien sind mit R bezeichnet. Tab. 3b enthält die Termwerte der Terme mit den Grenzen ^3P, ^1D und ^1S nach de Bruin und die von Rosenthal.

[1]) Compton, Boyce u. Russel [171] klassifizieren die Linien λ 464.20 und λ 461.11 als $A_1 - 4\,d\,(^1D)^2P_{12}'\ 4\,d(^1D)^2D_2$? bzw. $A_2 - 4\,d(^1D)^2P_{12}'$, $4\,d(^1D)^2D_{23}$?

Tabelle 3. Ar II nach Rosenthal [188] [Kombinationen 167, 168, 196].

Kombination			
—	7689	36	3
$4p^2P_1$—$3d^2D_2$	17	86	1
$4p^2D_2$—$3d^2D_2$	7440	54	0
—	7380	45	4
$4p^2D_3$—$3d^2D_3$	48	11	2
—	44	58	000u
$3d^2P_2$—$4p^2D_2$	7284	27	0
—	65	17	2
—	33	58	4
$4p^2D_3$—$3d^2D_2$	7090	55	000
$3d^4F_3$—$4p^4D_4$	77	03	1
$4p^2P_2$—$3d^2P_2$	55	01	2
—	25	24	0
$3d^4F_2$—$4p^4D_3$	6990	16	2
—	85	74	000u
$3d^4F_4$—$4p^4D_4$	6886	57	6
$3d^4F_3$—$4p^4D_3$	63	52	6
$3d^2P_2$—$4p^2P_2$	61	30	4
—	39	72	000
$4p^2D_2$—$3d^2D_2$	18	39	4
$3d^2P_1$—$4p^2D_2$	08	55	3
$4p^2P_1$—$3d^2P_2$	6799	32	2
$3d^4F_2$—$4p^4D_2$	56	61	5
—	53	96	0
—	22	92	2
—	6696	31	0
+ $3d^4F_4$—$4p^4D_3$ [1])	84	36	8
$3d^2P_1$—$4p^2P_1$	66	36	5
—	53	68	00u
+ $3d^4F_5$—$4p^4D_4$	43	79	10
+ $3d^4F_2$—$4p^4D_1$	39	72	7
+ $3d^4F_3$—$4p^4D_2$	38	24	8
—	21	01	2
—	6564	19	00u
+ —	51	60	00u
$3d^4F_2$—$4p^2D_3$	09	16	00
$3d^2P_2$—$4p^4S_2$	00	25	3
+ $3d^2P_2$—$4p^2S_1$	6483	10	6
—	80	16	0
—	75	41	00u
—	72	47	2
—	68	08	2
+ —	43	89	2
—	41	95	3
$3d^2P$—$4p^2P_2$	37	63	2
—	22	94	2
—	18	43	2
—	09	00	0

Kombination			
—	6403	10	1
+ $3d^4F_3$—$4p^2D_3$	6399	23	4
—	96	63	1
—	94	77	0
—	93	82	0u
$4p^2D_3$—$3d^2P_2$	76	00	0
—	57	69	0
—	57	05	1
—	48	27	1
—	33	21	2
—	32	51	2
+ —	24	45	3
+ $3d^4F_4$—$4p^2D_3$	6243	13	6
$3d^4F_2$—$4p^2D_2$	39	73	2
—	01	06	0u
—	6187	11	0
+ $4p^2F_4$—$5s\,^2D_3$	72	28	7
—	71	37	00u
{ $3d^4F_3$—$4p^2D_2$ $4p^2F_4$—$4d^2F_4$ }	38	67	3
$4p^2F_3$—$5s\,^2D_3$	23	38	3
$3d^4F_2$—$4p^2P_1$	20	12	00
+ $4p^2F_3$—$5s\,^2D_2$	14	92	10
—	09	25	00u
$3d^2P_1$—$4p^2S_1$	03	56	4
$4s^2P_1$—$4p^4P_1$	6077	43	00
—	49	10	0u
—	46	89	0u
$4p^2D_2$—a^2P_1	44	43	00u
—	5989	38	0
—	85	94	0
—	71	61	3
—	68	35	2
—	64	50	1
$4s^2P_2$—$4p^4P_3$	50	91	0
$4s^2P_2$—$4p^4P_2$	5843	80	00u
$4p^2D_3$—$4d^2P_2$	12	81	0
$4s^2P_2$—$4p^4D_2$	5724	37	0u
$3d^2P_2$—$4p^2P_2$	5691	71	1
—	73	01	1
—	54	48	2
—	35	91	1
—	31	23	00u
$3d^2D_3$—$5p^2P_2$	25	74	0u
—	5578	56	2
$3d^2P_2$—$4p^2P_1$	77	70	2
—	54	07	2
—	45	08	1

[1]) Die mit einem + bezeichneten Linien sind auch von L. u. E. Bloch und G. Déjardin [113, 118] angegeben, bei Versuchen mit der elektrodenlosen Ringentladung.

Kombination			
—	5537	39	1
—	19	46	00u
—	14	45	1
—	00	38	1
—	5498	24	2
—	97	26	000u
—	69	20	1
—	66	53	0
+ —	54	41	3
—	53	68	00u
+ —	07	44	4
+ —	02	69	3
+ —	5397	60	3
—	93	68	0u
—	84	48	0
—	76	74	000u
—	58	48	00u
—	51	60	00u
—	44	61	0u
—	31	09	0u
—	29	76	0u

Kombination			
—	5312	13	00u
—	09	22	000u
+ $4p^2S_1$—a^2P_1	5305	77	3
—	5296	48	00u
+ $4s^2P_1$—$4p^4D_2$	86	92	5
+ —	81	66	1
—	67	22	00u
+ —	64	79	0
—	45	49	0
+ $4p^2D_3$—$4d^2D_3$	16	84	3
+ $4p^2D_2$—$4d^2D_3$	04	46	0
—	5191	37	00u
+ $3d^2D_3$—$4p^2F_3$	76	28	3
—	69	81	00u
+ $4p^2P_2$—a^2P_2	65	82	5
$4p^2D_2$—$4d^2D_2$	62	80	1
+ $4s^2P_2$—$4p^4D_3$	45	36	8
+ $3d^2D_3$—$4p^2F_4$	41	84	6
+ $3d^2D_2$—$4p^2P_1$	25	84	0
+ $3d^2D_3$—$4p^2P_2$	5090	55	2

Kombination				Zeemaneffekt			
				g_x		g_y	
				theor.	beob.	theor.	beob.
—	5088	43	00	—	—	—	—
+ $4s^4P_1$—$4p^4P_2$	62	07	8	2.67	—	1.73	—
—	32	25	00u	—	—	—	—
$4s^2P_2$—$4p^4D_2$	17	63	2	—	—	—	—
+ $3d^2D_2$—$4p^2F_3$	17	16	6	—	—	—	—
+ $4s^4P_2$—$4p^4P_3$	09	35	8	1.73	—	1.60	—
+ $4s^4P_1$—$4p^4P_1$	4972	16	5	2.67	—	2.67	—
+ $4s^2P_1$—$4p^2D_2$	65	12	7	0.67	0.67	0.80	0.90
+ —	55	18	2	—	—	—	—
—	52	14	00u	—	—	—	—
+ $4p^2D_2$—a^2P_2	49	45	2	—	—	—	—
+ $4p^2P_1$—a^2P_1	42	96	4	—	—	—	—
—	37	39	00u	—	—	—	—
$3d^2F_3$—$4p^2F_3$	36	13	00u	—	—	—	—
+ $4s^4P_2$—$4p^4P_2$	33	24	6	1.73	1.73	1.73	1.73
+ $4p^2P_2$—$4d^2D_3$	14	32	2	—	—	—	—
+ $3d^2F_3$—$4p^2F_4$	04	75	6	—	—	—	—
+ $4s^2P_1$—$4p^2P_1$	4889	06	5	0.67	0.67	0.67	0.94
$3d^2P_2$—$5p^2F_3$	88	29	0	—	—	—	—
—	82	25	4	—	—	—	—
+ $4s^2P_2$—$4p^2D_3$	79	90	12	1.33	1.33	1.20	1.24
$4p^2P_2$—$4d^2D_2$	77	08	0u	—	—	—	—
+ $4p^2D_2$—a^2P_1	67	59	3	—	—	—	—
+ $4p^4S_2$—$5s^4P_3$	65	96	5	—	—	—	—
—	63	85	00u	—	—	—	—
—	56	20	00u	—	—	—	—
—	51	05	0	—	—	—	—

Kombination			Zeemaneffekt g_x theor.	g_x beob.	g_y theor.	g_y beob.
$+ 4s\,^4P_2—4p\,^4P_1$	4847	90 8	1.73	1.73	2.67	2.67
—	39	93 0	—	—	—	—
—	34	27 000u	—	—	—	—
—	32	11 1	—	—	—	
—	10	05 1	—	—	—	—
$+ 4s\,^4P_3—4p\,^4P_3$	06	07 20	1.60	1.60	1.60	1.60
$+ 4p\,^2D_3—a\,^2P_2$	4792	12 5	—	—	—	—
+ —	86	19 2	—	—	—	—
$+ 4s\,^2P_1—4p\,^2P_2$	64	89 10	0.67	0.67	1.33	1.23
—	57	24 00u	—	—	—	—
—	40	96 00u	—	—	—	—
$+ 4s\,^4P_3—4p\,^4P_2$	35	93 15	1.60	1.60	1.73	1.73
$+ 3d\,^2D_3—4p\,^2P_2$	32	08 5	1.20	1.20	1.33	1.33
$4p\,^2S_1—5s\,^4P_2$	30	69 2	—	—	—	
$+ 4s\,^2P_2—4p\,^2D_2$	26	91 10	1.33	1.33	0.80	0.90
—	22	73 00u	—	—	—	—
$+ 4p\,^4S_2—5s\,^4P_2$	21	62 4	—	—	—	—
+ —	11	64 1	—	—	—	—
$+ 3d\,^2P_2—5p\,^2P_1$	03	36 4	—	—	—	—
$+ 3d\,^2P_2—5p\,^2P_2$	4682	29 4	—	—	—	—
$4p\,^2P_2—5s\,^4P_3$	81	52 1	—	—	—	—
$+ 4p\,^4D_2—a\,^2P_2$	66	28 2u	—	—	—	—
$+ 4s\,^2P_2—4p\,^2P_1$	57	94 9	1.33	1.33	0.67	0.94
$4p\,^4D_1—a\,^2P_1$	49	06 0u	—	—	—	—
$+ 4s\,^2D_3—4p\,^2F_3$	37	25 6	—	—	—	—
—	35	81 0u	—	—	—	—
—	14	99 00u	—	—	—	—
—	14	15 1u	—	—	—	—
$3d\,^2P_2—5p\,^2P_1$	11	25 3	—	—	—	—
$+ 4s\,^2D_3—4p\,^2F_4$	09	60 15	1.20	1.20	1.14	1.14
—	04	20 00u	—	—	—	—
—	01	51 00u	—	—	—	—
$+ 3d\,^2D_2—4p\,^2P_2$	4598	77 5	—	—	—	—
$4p\,^4D_2—a\,^2P_1$	93	44 2	—	—	—	—
$+ 4s\,^2D_2—4p\,^2F_3$	89	93 9	0.80	0.80	0.86	0.86
$3d\,^2P_1—5p\,^2D_2$	88	42 0	—	—	—	—
$4p\,^4S_2—4s\,^2P_1$	87	90 2	—	—	—	—
—	84	29 0u	—	—	—	—
$+ 4s\,^2P_1—4p\,^2S_1$	79	39 8	0.67	0.67	2.00	1.68
$+ 4p\,^2S_1—5s\,^4P_1$	72	92 1	—	—	—	—
$+ 4p\,^4S_2—5s\,^4P_1$	64	43 5	—	—	—	—
—	63	78 5	—	—	—	—
$+ 4p\,^4D_3—a\,^2P_2$	61	03 4	—	—	—	—
—	54	40 2	—	—	—	—
—	49	99 00u	—	—	—	—
$+ 4p\,^2P_2—5s\,^4P_2$	47	78 5	—	—	—	—
$+ 4s\,^2P_2—4p\,^2P_2$	45	08 10	1.33	1.33	1.33	1.23
$4p\,^2S_1—5s\,^2P_1$?	43	91 1	—	—	—	—
—	41	07 0	—	—	—	—
$4p\,^2F_4—4d\,^2D_3$	38	73 1u	—	—	—	—

Kombination			Zeemaneffekt g_x theor.	g_x beob.	g_y theor.	g_y beob.
$+\ 3d^2D_2—5p^2F_3$	4537	67 4	—	—	—	—
$+\ 4p^4S_2—5s^2P_2$	35	51 4	—	—	—	—
$+\ 3d^2F_3—4p^2P_2$	30	57 4	—	—	—	—
—	17	54 1	—	—	—	—
—	10	00 00u	—	—	—	—
—	07	83 00u	—	—	—	—
$+\ 4p^2D_2—5s^4P_3$	02	95 5	—	—	—	—
$+\ 3d^2P_2—5p^2D_3$	4498	55 5	—	—	—	—
—	93	15 000u	—	—	—	—
$+\ 3d^2D_3—4p^2D_2$	90	99 5	—	—	—	—
—	88	24 1	—	—	—	—
$+\ 3d^2D_3—4p^2D_3$	81	83 8	1.20	1.20	1.20	1.20
$4p^2F_3—4d^2D_2$	80	85 0u	—	—	—	—
$+\ 3d^2D_2—4p^2P_1$	74	77 6	0.80	0.80	0.67	0.60
—	69	38 0u	—	—	—	—
$+\ 3d^4D_2—4p^4P_3$	60	56 6	—	—	—	—
—	59	27 0u	—	—	—	—
—	58	89 0u	—	—	—	—
$+\ 4p^2D_3—3d^2D_3$	48	88 6	—	—	—	—
$4p^2D_3—3d^2D_2$	48	47 1	—	—	—	—
$4p^2D_2—3d^2D_3$	40	09 3	—	—	—	—
$+\ 4p^2D_2—3d^2D_2$	39	45 3	—		—	—
$3d^2D_3—5p^2F_3$	38	12 1	—	—	—	—
—	35	45 0u	—	—	—	—
$+\ 3d^2D_3—5p^2F_4$	33	83 5	1.20	1.20	1.14	1.14
$+\ 3d^4D_3—4p^4P_4$	31	02 8	1.37	1.38	1.60	1.60
$+\ 4s^4P_1—4p^4D_2$	30	18 9	2.67	2.67	1.20	1.20
$+\ 4s^4P_2—4p^4D_3$	26	01 15	1.73	1.73	1.37	1.33
$+\ 3d^4D_1—{}^44p^4P_2$	20	90 7	0.00	0.00	1.73	1.73
—	07	90 000u	—	—	—	—
+ —	04	91 2	—	—	—	—
$4p^2P_2—5s^4P_1$	01	74 1u	—		—	—
$+\ 4p^2P_2—5s^4P_1$ } $3d^4D_4—4s^4P_3$ }	01'	02 7	1.43	1.43	1.60	1.60
$+\ 3d^4D_2—4s^4P_2$	00	09 6	1.20	1.20	1.73	1.73
$4p^4S_2—4d^4D_3$	4394	65 2u	—	—	—	—
—	86	99 1	—	—	—	—
$4s^2S_1—5p^2P_2$	85	72 000	—	—	—	—
—	85	08 4	2.00	2.00	1.33	1.25
$+\ 4s^2P_2—4p^4S_2$	83	79 4	—	—	—	—
$+\ 4s^4P_1—4p^4D_1$ } $4p^2S_1—5s^2P_1$ }	79	74 8	2.00	1.68	0.67	0.81
$4p^2D_2—5s^4S_2$	79	25 1	—	—	—	—
$+\ 4s^2P_2—4p^2S_1$	75	96 5	1.33	1.33	2.00	1.68
$+\ 4p^2F_2—5s^2P_2$	74	87 3	—	—	—	—
—	74	13 0	—	—	—	—
$4p^2D_3—5s^4P_3$	72	50 0	—	—	—	—
$4p^4S_2—5s^2P_1$	72	09 0u	—	—	—	—
$+\ 3d^4D_3—4p^4P_2$	71	36 8	1.37	1.38	1.73	1.73

Kombination			Zeemaneffekt			
			g_x		g_y	
			theor.	beob.	theor.	beob.
+ $3d^2D_2—4p^2D_2$	4370	76 6	0.80	0.80	0.80	0.80
+ $4s^2S_1—5p^2P_1$	67	87 5	2.00	2.00	0.67	0.94
+ $3d^2D_2—4p^2D_3$	62	07 5	—	—	—	—
$3d^2D_2—5p^2P_2$	59	67 2	—	—	—	—
$4p^4S_2—4d^4D_2$	58	53 1	—	—	—	—
+ $3d^4D_1—4p^4P_1$	52	23 6	0.00	0.00	2.67	2.67
+ $4s^4P_3—4p^4D_4$	48	11 20u	1.60	1.60	1.43	1.43
$4p^4S_2—3d^2S_1$	38	24 1	—	—	—	—
+ $4p^2P_1—3d^2D_2$	37	10 6	—	—	—	—
—	36	51 3	—	—	—	—
+ $3d^4D_2—4S^4P_1$	32	06 8	1.20	1.20	2.67	2.67
+ $4s^4P_2—4p^4D_2$	31	25 10	1.73	1.73	1.20	1.20
$4p^4S_2—4d^4D_1$	19	69 00u	—	—	—	—
—	17	44 00u	—	—	—	—
—	16	59 000	—	—	—	—
+ $4s^2S_1—5p^2D_2$	09	25 3	—	—	—	—
—	09	11 2	—	—	—	—
—	07	54 000u	—	—	—	—
—	06	71 00u	—	—	—	—
—	04	62 000	—	—	—	—
—	02	67 000	—	—	—	—
+ $3d^2F_3—4p^2D_3$	00	66 6	—	—	—	—
+ $3d^2D_2—5p^2P_1$	4297	99 5	—	—	—	—
—	95	92 1	—	—	—	—
—	86	38 1	—	—	—	—
+ $4s^4P_2—4p^4D_1$	82	90 7	1.73	1.73	0.00	0.00
—	81	53 000u	—	—	—	—
—	80	96 0u	—	—	—	—
—	78	84 00u	—	—	—	—
+ $4s^2D_3—4p^2P_2$	77	55 8	1.20	1.20	1.33	1.33
—	76	18 00u	—	—	—	—
+ $4p^2P_1—5s^2P_2$	75	19 4	0.67	0.94	1.33	1.43
+ $3d^2D_3—5p^2P_2$	67	73 0u	—	—	—	—
$4d^4D_2—5s^4P_3$	67	47 0	—	—	—	—
+ $4s^4P_3—4p^4D_3$	66	53 10	1.60	1.60	1.73	1.33
—	56	71 000	—	—	—	—
+ $4p^1D_3—5s^4P_2$	55	62 3	—	—	—	—
—	54	71 00u	—	—	—	—
—	46	61 00u	—	—	—	—
$4p^2D_2—5s^4P_1$	43	71 2u	—	—	—	—
—	40	95 00u	—	—	—	—
—	38	56 00	—	—	—	—
+ $4s^2D_2—4p^2P_2$	37	23 7	0.80	0.80	1.33	1.33
—	35	92 00u	—	—	—	—
—	35	29 00u	—	—	—	—
—	29	89 4	—	—	—	—
—	29	49 0	—	—	—	—
+ $4s^4P_2—4s^2D_2$	28	18 7	1.73	1.73	1.20	1.24
+ $4p^2P_2—3d^2D_3$	27	02 4	—	—	—	—

Kombination			Zeemaneffekt			
			g_x		g_y	
			theor.	beob.	theor.	beob.
$4p^2P_2—3d^2D_2$	4226	65 2	—	—	—	—
+ $4p^2P_2—5s^2P_1$	22	67 5	1.33	1.23	0.67	0.81
+ $4p^2D_2—5s^2P_2$	18	69 5	0.80	0.90	1.33	1.43
—	17	45 4	—	—	—	—
—	14	89 1u	—	—	—	—
—	10	98 000u	—	—	—	—
—	10	00 00u	—	—	—	—
—	05	19 00u	—	—	—	—
+ —	03	43 5	—	—	—	—
+ —	01	99 5	—	—	—	—
{ $4s^4P_1—5p^4P_2$ / $4p^4D_1—5s^4P_2$ }	01	58 2	—	—	—	—
$3d^2D_2—5p^2D_3$	4199	93 3	—	—	—	—
—	89	67 4	—	—	—	—
—	82	98 0	—	—	—	—
+ $4p^4D_3—4p^2D_2$	79	31 5	—	—	—	—
+ $4s^4P_3—4p^4D_2$	78	39 5	—	—	—	—
—	75	96 00u	—	—	—	—
—	74	15 000u	—	—	—	—
—	68	98 3	—	—	—	—
—	59	84 0	—	—	—	—
+ $4p^4D_2—5s^4P_2$	56	11 5	1.20	1.20	1.73	1.63
$4s^4P_1—4p^2P_1$	47	43 1u	—	—	—	—
—	44	27 00u	—	—	—	—
—	43	21 000	—	—	—	—
+ $4s^2D_2—4p^2P_1$	31	73 8	0.80	0.80	0.67	0.60
—	30	42 0	—	—	—	—
$4p^2P_1—5s^2P_1$	29	70 4	0.67	0.99	0.67	0.81
—	28	65 5	—	—	—	—
$4p^4P_1—a^2P_1$	27	09 00u	—	—	—	—
$4p^4P_2—a^2P_2$	24	09 0	—	—	—	—
$3d^2D_3—5p^2D_2$	16	39 4	—	—	—	—
$3d^2D_3—5p^2D_3$	14	52 2	—	—	—	—
$4s^4P_2—4p^2D_2$	12	88 5	—	—	—	—
{ $4p^4D_4—5s^4P_3$ / $4p^2P_1—3d^2S_1$ }	08	91 10	—	—	—	—
+ —	4099	47 9	—	—	—	—
+ $4s^2S_1—5p^2S_1$	97	15 3	—	—	—	—
+ $4p^2D_2—4d^4D_3$	96	47 000	—	—	—	—
—	87	11 00u	—	—	—	—
{ $4p^2P_2—4d^2D_3$ / $4s^4P_3—4p^2D_3$ }	82	40 6	—	—	—	—
+ —	80	67 4	—	—	—	—
+ $4s^2D_3—4p^2D_2$	79	60 5	1.20	1.20	0.80	0.80
+ $5s^2P_1—4p^2D_2$	76	96 4	0.80	0.90	0.67	0.81
+ $4p^4D_1—5s^4P_1$	76	64 5	0.00	0.00	2.67	2.53
+ $4p^4D_3—5s^4P_2$	72	40 7	—	—	—	—
+ $4s^2D_3—4p^2D_3$	72	01 9	1.20	1.20	1.20	1.20
—	71	33 1u	—	—	—	—

Kombination			Zeemaneffekt			
			g_x		g_y	
			theor.	beob.	theor.	beob.
—	4070	80 1	—	—	—	—
—	64	14 3	—	—	—	—
—	62	05 00u	—	—	—	—
$4s\,^4P_1—4p\,^2P_2$	57	72 0u	—	—	—	—
$4p\,^4D_1—5s\,^2P_2$	53	56 0	—	—	—	—
+ $4s\,^2S_1—4p\,^2P_2$	52	94 5	2.00	2.00	1.33	1.33
—	51	19 1u	—	—	—	—
$4p\,^2D_2—3d\,^2S_1$	47	51 3	—	—	—	—
—	45	71 1	—	—	—	—
+ $4s\,^2D_2—4p\,^2D_2$	42	91 8	0.80	0.80	0.80	0.80
$3d\,^2P_2—4p\,^2F_3$	42	20 1	—	—	—	—
+ $3d\,^4D_3—4p\,^4D_4$	38	82 7	—	—	—	—
+ $4s\,^2D_2—4p\,^2D_3$	35	47 6	—	—	—	—
+ $4p\,^4D_2—5s\,^4P_1$	33	83 6	1.20	1.20	2.67	2.53
$4p\,^2D_2—4d\,^4D_1$	31	41 2	—	—	—	—
—	19	86 1	—	—	—	—
+ $3d\,^4D_4—4p\,^4D_4$	13	87 10	1.43	1.43	1.43	1.43
+ $4p\,^4D_2—5s\,^2P_2$	11	23 3	—	—	—	—
$4p\,^2D_3—4d\,^4D_4$	07	66 1	—	—	—	—
—	05	40 1u	—	—	—	—
—	01	16 0	—	—	—	—
+ $4s\,^2S_1—4p\,^2P_1$	3994	81 5	2.00	2.00	0.67	0.76
+ $3d\,^4D_2—4p\,^4D_3$	92	06 7	—	—	—	—
—	90	76 00u	—	—	—	—
—	89	78 00	—	—	—	—
+ $4p\,^2D_3—4d\,^4D_3$	88	18 4	—	—	—	—
+ $4p\,^4S_2—4d\,^4P_1$	79	36 7	—	—	—	—
+ —	75	47 000	—	—	—	—
$4s\,^4P_3—4p\,^2D_2$	74	76 6	—	—	—	—
{ $4s\,^4P_2—4p\,^2P_2$ / $4p\,^2P_1—4d\,^2D_2$ }	74	48 5	—	—	—	—
+ $3d\,^4D_3—4p\,^4D_3$	68	36 10	1.37	1.38	1.37	1.33
+ $4p\,^2D_3—4d\,^4D_2$	58	39 5	—	—	—	—
+ $4p\,^4S_2—4d\,^4F_2$	52	74 6	—	—	—	—
+ $4p\,^2F_4—3d\,^2D_3$	46	10 7	—	—	—	—
+ $3d\,^4D_4—4p\,^4D_3$	44	27 8	1.43	1.43	1.37	1.33
—	36	71 0u	—	—	—	—
—	36	29 00u	—	—	—	—
—	35	27 0u	—	—	—	—
$4p\,^4D_3—5s\,^2P_2$	33	19 0	—	—	—	—
+ $4p\,^4S_2—4d\,^4P_2$	32	55 7	—	—	—	—
+ $3d\,^4D_1—4p\,^4D_2$	31	24 6	—	—	—	—
+ $4s\,^4P_1—4p\,^4S_2$	28	62 9	2.67	2.67	2.00	2.00
+ $4p\,^2F_3—3d\,^2D_2$	25	71 3	—	—	—	—
	23	57 0u	—	—	—	—
{ $4s\,^4P_1—4p\,^2S_1$ / $4p\,^4D_1—5s\,^2P_1$ }	22	54 1u	—	—	—	—
	17	77 2	—	—	—	—
+ $3d\,^4D_2—4p\,^4D_2$	14	76 7	—	—	—	—

Kombination			Zeemaneffekt g_x theor.	g_x beob.	g_y theor.	g_y beob.
+ $4p^4D_1$—$4d^4D_2$	3911	58 5	—	—	—	—
—	07	68 1	—	—	—	—
+ $4p^4D_2$—$4d^4D_3$	00	63 5	—	—	—	—
$4p^4D_1$—$3d^2S_1$	3895	26 2	—	—	—	—
$4p^4S_2$—$5s^2D_3$	93	14 00u	—	—	—	—
+ $3d^4D_3$—$4p^4D_2$	91	97 7	—	—	—	—
+ $3d^4D_1$—$4p^4D_1$	91	40 6	—	—	—	—
—	81	03 00u	—	—	—	—
+ $4p^4D_1$—$4d^4D_1$	80	34 4	—	—	—	—
+ $3d^4D_2$—$4p^4D_1$	75	26 7	—	—	—	—
+ $4p^4D_2$—$4d^4D_2$	72	15 5	—	—	—	—
$4p^2P_2$—$4d^4F_3$?	69	61 0	—	—	—	—
+ $4p^4S_2$—$4d^4P_3$	68	35 8	—	—	—	—
—	61	37 1	—	—	—	—
$4p^4D_2$—$3d^2S_1$	56	16 1	—	—	—	—
$4p^2P_2$—$4d^4P_1$	55	18 0	—	—	—	—
—	53	95 000u	—	—	—	—
+ $4s^4P_2$—$4p^4S_2$	50	57 15	1.73	1.73	2.00	2.00
{ + $4p^2D_3$—$4d^2D_3$ + $4s^4P_3$—$4p^2P_2$ }	45	42 5	—	—	—	—
+ $4p^4D_3$—$4d^4D_4$	44	75 4	—	—	—	—
$4p^4D_2$—$4d^4D_1$	41	54 3	—	—	—	—
—	38	28 00	—	—	—	—
+ $3d^2D_2$—$4d^2P_1$	30	43 5	—	—	—	—
+ $4p^4D_3$—$4d^4D_3$	26	83 6	—	—	—	—
+ $4p^2D_3$—$4d^2D_2$	25	70 5	—	—	—	—
—	23	29 2	—	—	—	—
$4p^2D_2$—$4d^2D_2$	19	04 4	—	—	—	—
—	17	65 00	—	—	—	—
—	17	42 0	—	—	—	—
$4p^2P_2$—$4d^4P_2$	11	22 1	—	—	—	—
+ $4p^4P_2$—$5s^4P_3$	09	49 7	1.73	1.73	1.60	1.60
+ $3d^4D_3$—$4p^2D_3$	08	61 5	—	—	—	—
+ $4p^2D_3$—$4d^2D_3$	03	19 6	1.20	1.20	1.20	1.20
+ $4p^4D_3$—$4d^4D_2$	3799	39 6	—	—	—	—
+ $4p^2D_2$—$4d^2D_3$	96	60 4	—	—	—	—
—	95	36 1	—	—	—	—
—	93	25 00u	—	—	—	—
—	92	74 000u	—	—	—	—
+ $3d^4D_4$—$4p^2D_3$	86	40 6	—	—	—	—
+ $4p^4D_4$—$4d^4D_4$	80	84 8	—	—	—	—
$4p^2P_1$—$4d^4P_1$	77	55 2	—	—	—	—
—	76	82 00u	—	—	—	—
—	74	54 3	—	—	—	—
+ $4p^4P_1$—$5s^4P_2$	70	54 6	2.67	2.67	1.73	1.63
+ $3d^2P_2$—$4p^2P_2$	66	13 5	1.33	1.33	1.33	1.33
+ $4p^4P_3$—$5s^4P_3$	65	27 6	1.60	1.60	1.60	1.60
+ $4p^4D_4$—$4d^4D_3$	63	52 5	—	—	—	—
—	62	30 00u	—	—	—	—

Kombination				Zeemaneffekt			
				g_x		g_y	
				theor.	beob.	theor.	beob.
—	3756	68	2	—	—	—	—
+ $4p\,^2P_1 - 4d\,^2P_1$	54	06	3	—	—	—	—
+ $4p\,^2D_2 - 4d\,^2P_2$	53	53	4	—	—	—	—
$4p\,^2P_2 - 4d\,^4P_3$	51	71	00u	—	—	—	—
—	51	35	00u	—	—	—	—
—	51	06	0	—	—	—	—
$3d\,^4D_1 - 4p\,^2D_2$	50	50	4	—	—	—	—
+ $4p\,^2D_2 - 4d\,^4F_3$	46	92	4	—	—	—	—
+ $4p\,^2D_2 - 6s\,^2P_2$	46	46	4	—	—	—	—
$4d\,^2D_3 - 4d\,^4P_3$	41	21	0	—	—	—	—
—	40	15	1	—	—	—	—
+ $4p\,^2D_3 - 4d\,^2F_4$	37	89	6	—	—	—	—
—	36	13	0	—	—	—	—
$3d\,^4D_2 - 4p\,^2D_2$	35	49	4	—	—	—	—
$4p\,^2D_2 - 4d\,^4P_1$	33	36	0u	—	—	—	—
+ $4s\,^4P_3 - 4p\,^4S_2$	29	29	10	1.60	1.60	2.00	2.00
—	26	37	0u	—	—	—	—
—	25	22	000u	—	—	—	—
+ $4p\,^2D_3 - 4d\,^2F_3$	24	51	4	—	—	—	—
+ $4p\,^4P_2 - 5s\,^4P_2$	20	43	5	1.73	1.73	1.73	1.63
+ $4p\,^2D_2 - 4d\,^2F_3$	18	21	6	0.80	0.80	0.86	0.86
+ $4p\,^2D_3 - 4d\,^4F_4$	17	17	5	—	—	—	—
—	16	57	000u	—	—	—	—
$3d\,^4D_3 - 4p\,^2D_2$	14	74	3	—	—	—	—
$4p\,^2P_2 - 6s\,^4P_2$	13	03	2	—	—	—	—
—	11	54	1	—	—	—	—
+ $4p\,^2D_2 - 4d\,^4F_2$	09	90	4	—	—	—	—
$3d\,^4D_1 - 4p\,^2P_1$	06	94	4	—	—	—	—
—	04	48	0	—	—	—	—
—	03	56	1	—	—	—	—
—	02	01	1	—	—	—	—
—	3698	36	00u	—	—	—	—
—	94	66	1	—	—	—	—
$3d\,^4D_2 - 4p\,^2P_1$	92	33	0u	—	—	—	—
—	92	17	00u	—	—	—	—
$3d\,^2P_2 - 4p\,^2P_1$	82	56	4	—	—	—	—
+ $4p\,^2P_4 - 4d\,^2P_2$	80	06	5	—	—	—	—
+ $4p\,^4P_3 - 5s\,^4P_2$	78	27	5	1.60	1.60	1.73	1.73
$4p\,^2P_1 - 6s\,^2P_2$	73	26	4	—	—	—	—
$4p\,^2P_4 - 4d\,^2P_1$	71	01	3	—	—	—	—
+ $4p\,^2P_1 - 5s\,^4P_1$	69	62	5	—	—	—	—
—	68	19	0u	—	—	—	—
+ $4p\,^2P_2 - 4d\,^2D_2$	60	41	6	—	—	—	—
—	58	52	0u	—	—	—	—
—	57	25	0	—	—	—	—
+ $4p\,^2D_3 - 4d\,^4F_3$	56	05	5	—	—	—	—
+ $4p\,^2P_2 - 4d\,^2F_3$	55	29	6	—	—	—	—
+ $4p\,^4P_2 - 5s\,^2P_2$	50	90	4	—	—	—	—
+ $4p\,^2P_2 - 4d\,^2D_3$	39	85	7	1.33	1.33	1.20	1.20

Kombination				Zeemaneffekt g_x theor.	Zeemaneffekt g_x beob.	Zeemaneffekt g_y theor.	Zeemaneffekt g_y beob.
—	3637	89	3	—	—	—	—
+ —	37	05	5	—	—	—	—
—	35	67	2	—	—	—	—
$3d^4D_1-4p^2P_2$	35	13	00u	—	—	—	—
$3d^2P_1-4p^2P_2$	34	83	4	—	—	—	—
—	30	86	00u	—	—	—	—
—	29	20	00u	—	—	—	—
—	28	87	00u	—	—	—	—
—	26	93	1	—	—	—	—
—	23	52	1	—	—	—	—
+ $4p_1{}^4P_2-5s^4P_1$	22	15	6	1.73	1.73	2.67	2.53
$3d^4D_2-4p^2P_2$	21	06	0	—	—	—	—
$3d^4F_2-4p^2D_3$	20	82	0	—	—	—	—
—	14	31	00u	—	—	—	—
—	12	99	000u	—	—	—	—
+ $3d^2P_2-4p^2D_2$	11	84	4	—	—	—	—
—	10	24	00u	—	—	—	—
—	07	47	0u	—	—	—	—
+ $3d^2P_2-4p^2D_3$	05	89	6	1.33	1.33	1.20	1.20
$4s^4P_2-5s^2P_2$	03	91	3	—	—	—	—
+ $4p^2D_3-4d^2P_2$	03	46	3	—	—	—	—
—	02	90	0	—	—	—	—
—	02	60	0	—	—	—	—
+ $3d^4D_3-4p^2P_2$	01	51	4	—	—	—	—
$4p^2P_2-4d^2P_2$	00	22	3	—	—	—	—
+ —	3598	83	00	—	—	—	—
$3d^2F_4-4p^2F_4$	94	41	00u	—	—	—	—
$4p^2P_2-6s^2P_2$	93	76	00u	—	—	—	—
$4p^4D_4-4d^4F_5$	88	44	10	—	—	—	—
+ $4p^4D_2-4d^4F_3$	82	35	8	—	—	—	—
+ $4p^4D_1-4d^4F_2$	81	62	6	—	—	—	—
—	79	79	00u	—	—	—	—
—	78	36	2	—	—	—	—
+ $4p^4D_3-4d^4F_4$	76	62	10	—	—	—	—
—	75	40	000u	—	—	—	—
$4p^2P_2-4d^2F_3$	70	77	00u	—	—	—	—
$4p^2D_3-5s^2D_3$	69	94	1	—	—	—	—
$4p^4D_2-4d^4P_1$	67	78	1u	—	—	—	—
+ $4p^4D_1-4d^4F_2$	65	02	5	—	—	—	—
+ $4p^4P_2-5s^2P_2$	64	34	4	—	—	—	—
+ $4p^2F_4-4d^2G_4$	62	19	4	—	—	—	—
+ $4p^2F_4-4d^2G_5$	61	04	6	1.14	1.14	1.11	1.11
+ $4p^2D_3-4d^2F_4$	59	53	6	—	—	—	—
+ —	58	49	0	—	—	—	—
$3d^2P_1-4p^2P_1$	56	91	5	—	—	—	—
—	50	03	4	—	—	—	—
+ $4p^4D_2-4d^4F_2$	48	51	7	—	—	—	—
+ $4p^2F_3-4d^2G_4$	45	84	9	0.86	0.86	0.89	0.89
+ $4p^2D_2-4d^2F_3$	45	58	10	—	—	—	—

Kombination			
—	3543	16	5
+ $4p\,^4P_1$—$4d\,^4D_2$	35	33	6
—	32	42	00u
$4p\,^4D_2$—$4d\,^4P_2$?	32	19	00u
$3d\,^4D_1$—$4p\,^4S_2$	31	22	2
+ $4p\,^4P_1$—$3d\,^2S_1$	21	98	4
+ $4p\,^4D_4$—$4d\,^4F_4$	21	27	5
+ $4p\,^4D_3$—$4d\,^4F_3$	20	00	6
$3d\,^4D_2$—$4p\,^4S_2$	17	90	3
+ $4p\,^4P_2$—$4d\,^4D_3$	14	39	9
+ —	11	67	0
+ —	11	15	3
+ $4p\,^4P_1$—$4d\,^4D_1$	09	78	6
+ —	09	35	1
—	08	15	00u
—	03	59	2
$3d\,^4D_3$—$4p\,^4S_2$	3499	68	1
+ —	99	49	5
+ $4p\,^4P_3$—$4d\,^4D_4$	91	54	8
$4p\,^4P_2$—$4d\,^4D_2$	91	24	6
$3d\,^2P_1$—$4p\,^2D_2$	90	89	4
—	88	17	000
$4p\,^4D_3$—$4d\,^4F_2$	87	33	3
—	81	64	1u
$4p\,^4D_2$—$4d\,^4P_3$	80	52	5
+ $4p\,^4P_2$—$3d\,^2S_1$	78	24	4
+ $4p\,^4P_3$—$4d\,^4D_3$	76	74	6
—	74	47	0
—	74	14	00u
$4p\,^4D_3$—$4d\,^4P_2$	71	59	2
—	70	27	3
{ $4p\,^4P_2$—$4d\,^4D_2$ + $4p\,^4D_4$—$4d\,^4F_3$ }	66	34	5
$4p\,^2S_1$—$4d\,^2P_2$	65	80	3
+ $4p\,^2D_3$—$4d\,^2F_3$	64	14	6
—	58	81	00u
+ $4p\,^4P_3$—$4d\,^4D_2$	54	10	5
—	53	12	0u
—	48	31	0u
—	47	40	0u
—	39	28	00u
$4p\,^4D_3$—$5s\,^2D_2$	38	14	000u
—	33	44	0u
+ $4p\,^2F_3$—$4d\,^2D_2$	32	64	2
—	31	77	1
—	31	04	1

Kombination			
+ $4p\,^4D_3$—$4d\,^2F_4$	3430	44	4
+ $4p\,^2F_4$—$4d\,^2D_3$	29	64	3
—	62	03	00u
—	25	54	0u
—	23	67	00u
+ $4p\,^4D_3$—$4d\,^4P_3$	21	64	5
+ $4p\,^2F_3$—$4d\,^2D_3$	14	46	3
—	09	74	00u
—	08	62	1
+ $4p\,^4D_2$—$4d\,^2F_3$	3397	89	4
—	91	89	00
—	90	70	00u
+ $4p\,^2S_1$—$4d\,^2P_2$	88	54	7
—	84	79	00u
$4p\,^4S_2$—$4d\,^2P_2$?	83	94	2
—	83	07	0
—	82	22	2
+ —	79	58	5
$4p\,^2F_3$—$4d\,^2P_2$	79	48	2u
—	78	35	0
+ $4p\,^2F_4$—$4d\,^2F_4$	76 [1]	46	7
$4p\,^2F_3$—$6s\,^2P_2$	73	87	2u
+ $4p\,^4D_4$—$4d\,^4P_3$	70	97	5
+ $4p\,^2P_2$—$4d\,^2P_1$	66	59	4
+ $4p\,^2F_3$—$4d\,^2F_3$	65	54	4
+ $4p\,^2F_3$—$4d\,^2F_4$	61	73	3
—	61	54	0
—	58	56	3
—	54	79	00u
—	51	98	1
+ $2p\,^2F_3$—$4d\,^2F_3$	50 [2]	94	6
—	50	19	00u
—	44	79	3
+ $4p\,^4D_3$—$4d\,^2F_3$	41	77	2
—	38	85	2
—	36	20	4
—	24	28	0
—	17	85	0u
—	14	61	000u
—	12	97	2
—	11	26	4
—	09	39	2
+ $4p\,^2P_1$—$4d\,^2P_1$	07	24	6
—	06	50	3
—	01	87	5
$4p\,^2P_2$—$4d\,^2P_2$	3293	95	4

[1] Zeemaneffekt: 3376.46: $g_x = 1.14,\ 1.14;\ g_y = 1.14,\ 1.14$.
[2] Zeemaneffekt: 3350.94: $g_x = 0.86,\ 0.86;\ g_y = 0.86,\ 0.86$.

Kombination			
+ —	3293	66	7
—	91	47	4
—	87	40	0
—	86	95	0
—	85	87	5
+ $4p^4P_1$—$4d^4P_1$	81	72	6
—	80	00	1u
—	79	01	0u
—	78	28	0u
—	75	69	1
+ $4p^2D_2$—$4d^2P_1$	73	36	4
—	71	25	0
—	70	53	2
$4p^4P_3$—$4d^4F_4$	69	05	2
+ $4p^4P_1$—$4d^4F_2$	63	60	5
—	62	12	0
+ —	59	71	4
$4p^4P_2$—$4d^4F_3$?	54	03	3
—	53	59	0u
—	51	85	00u
+ $4p^4P_1$—$4d^4P_2$	49	82	7
—	48	74	0u
—	47	55	3
+ $4p^4P_2$—$4d^4P_1$	43	70	7
+ $4p^2P_1$—$4d^2P_2$	36	82	4
+ —	30	08	2
$4p^4P_2$—$4d^4F_2$	26	00	3
+ $4p^2D_3$—$5d^2P_2$	22	42	3
+ $4p^4P_3$—$4d^4F_3$	21	64	3
$4p^2D_2$—$5d^2P_2$	17	70	3
+ —	16	75	4
—	15	74	0
+ $4p^4P_2$—$4d^4P_2$	12	54	5
+ $4p^2D_2$—$5d^2P_1$	07	61	4
$4p^2D_3$—$5d^2D_3$	05	03	4
+ $4p^2D_2$—$4d^2P_2$	04	34	5
—	03	44	00u
—	3195	79	2
—	94	63	1
+ $4p^4F_3$—$4d^4F_2$	94	25	5
—	92	41	1
+ $4p^4P_2$—$5s^2D_3$	86	19	3
+ $4p^4P_3$—$4d^4P_2$	81	05	7
—	71	44	1
—	70	87	000
+ $4p^4P_2$—$4d^4P_3$	69	68	8
—	67	·52	2

Kombination			
+ —	3165	31	5
$4p^2P_1$—$5d^2P_2$	63	61	1
—	61	45	3
+ $4p^2S_1$—$3d^2D_2$	61	38	4
—	54	31	0
+ $4p^2P_1$—$5d^2P_1$	53	80	4
—	52	66	2
+ —	50	56	2
+ —	48	24	3
+ $4p^4P_3$—$4d^2F_4$	46	47	2
—	43	93	0
—	41	01	0
—	39	29	1
+ $4p^4P_3$—$4d^4P_3$	39	02	7
$4p^2D_3$—$4d^2P_2$	37	66	4
—	36	55	4
—	14	42	2
—	09	75	3
—	09	41	00u
$4s^2P_2$—$4p^2F_3$	08	82	000u
+ $4p^2P_2$—$5d^2P_2$	04	38	5
—	02	95	000u
+ —	02	63	3
—	02	17	0
+ —	3099	97	4
—	96	33	000u
$4p^2P_2$—$5d^2P_1$	94	98	3
+ $4p^2P_2$—$4d^2D_3$	93	41	8
—	88	95	2
+ $4p^2P_2$—$5d^2D_3$	88	24	5
+ —	85	05	4
+ $4p^2P_1$—$4d^2S_1$	82	99	4
—	78	14	0u
+ —	66	92	4
—	65	19	2
—	64	77	000u
—	62	70	2
+ —	60	94	5
—	54	81	1
—	53	20	3
—	48	85	1
—	48	09	1
+ —	46	10	4
—	36	95	1
+ $4s^2P_1$—$4p^2P_2$	33[1]	52	6
+ $4p^2P_1$—$4d^2D_2$	28	93	6
+ $4p^2P_2$—$4d^2S_1$	26	75	4

[1] Zeemaneffekt 3033.52: $g_x = 0.67,\ 0.67;\ g_y = 1.33,\ 1.33$.

Kombination			
—	3024	04	1
+ $4p\,^2D_2-4d\,^2D_3$	14	49	5
—	09	99	000u
—	03	00	3
—	02	66	2
+ $4p\,^2D_2-4d\,^2D_2$	00	45	5
—	00	14	4
—	2999	21	0u
—	93	70	000u
—	90	93	0u
+ $4s\,^2P_1-4p\,^2P_1$	79 [1]	05	6
+ —	60	27	4
—	57	56	2
—	56	55	3
+ $4p\,^2D_3-4d\,^2D_3$	55	39	5
—	47	33	2
+ $4s\,^2P_2-4p\,^2P_2$	42 [2]	90	8
$4p\,^2F_4-5d\,^2D_3$	35	57	2
+ $4s\,^2P_1-4p\,^2D_2$	32	60	4
+ —	31	49	4
+ $4p\,^2F_3-5d\,^2D_3$	24	66	4
+ —	15	62	2
—	04	80	00
—	2897	30	3
+ —	96	75	4
—	93	98	1
+ $4s\,^2P_2-4p\,^2P_1$	91	61	5
—	87	53	0
—	84	21	2
—	79	31	2
—	78	76	1
+ —	74	55	2
—	71	04	0
—	69	29	00
+ $4p\,^4P_1-4d\,^2P_2$	65	85	4
+ —	60	73	2
—	55	33	2
—	53	33	0u
—	51	85	00
+ $4s\,^2P_2-4p\,^2D_2$	47	81	2
—	47	14	0
$4s\,^2P_2-4p\,^2D_3$	44	12	2
—	43	37	1
—	42	96	0
$4p\,^4P_2-4d\,^2P_3$	36	79	00
—	24	67	00
—	18	22	00

Kombination			
—	2806	97	0
+ —	06	16	5
—	00	97	0
—	00	37	0
—	2796	65	1
—	95	45	1
—	95	33	1
—	85	19	00u
—	83	62	00u
—	75	07	00
—	74	16	00
—	72	75	0
+ —	69	74	4
—	67	99	1
+ $4s\,^4P_3-4p\,^2F_3$	64	66	3
—	63	55	00u
—	62	18	2
+ —	57	26	2
$4s\,^4P_3-4p\,^2F_4$	54	91	1
—	53	92	3
+ —	44	82	4
—	41	97	00u
—	41	09	1
—	33	06	2
+ —	32	53	4
—	24	84	1
—	20	18	0
+ —	08	28	5
—	08	12	0
—	01	74	0
$4s\,^4P_2-4p\,^2P_2$	2692	62	4
—	90	05	0
—	89	07	0
—	86	37	0
+ —	83	14	1
—	78	36	00u
—	74	22	0u
—	56	34	0u
—	55	52	0
—	54	10	0
—	51	95	1
$4s\,^4P_2-4p\,^2P_1$	49	62	0u
+ —	47	29	3
—	36	96	0
$3d\,^4D_3-4p\,^2F_3$	36	41	00
—	34	04	0
—	31	90	00u

[1] Zeemaneffekt theor. und beob.: 0.67.

[2] Zeemaneffekt theor. und beob.: 1.33.

Kombination			
+ $3d^4D_3$—$4p^2F_4$	2627	41	1
—	24	63	2
+ —	21	03	3
—	17	64	1
$3d^4D_4$—$4p^2F_4$	16	87	0
—	12	01	00u
—	01	00	0
—	2592	12	0
—	79	69	000u
+ —	79	51	0
—	70	46	2
+ $4p^2P_2$—$6s^4P_2$	70	01	1
—	69	25	1
$4p^2S_1$—$6s^2P_2$	67	15	00u
—	65	84	0u
+ $4p^4S_2$—$6s^2P_2$	64	45	3
+ $3d^2D_3$—$5p^2P_2$	62	12	4
+ —	59	31	2
+ —	56	63	2
$4s^4P_3$—$4p^2D_3$	53	44	00
—	52	44	00u
+ $3d^2D_3$—$5p^2P_2$	49	84	1
—	47	24	00u
—	46	89	00u
—	45	68	0
—	44	72	5
—	40	08	1
$3d^2D_3$—$5p^2D_2$	36	04	4
$4p^2P_1$—$6s^4P_2$	35	28	1
+ —	34	74	5
$4p^2S_1$—$6s^2P_1$	28	71	2
+ —	28	33	3
$4p^4S_2$—$6s^2P_1$	2526	15	00u
+ —	25	51	2
+ $3d^2D_2$—$5p^2P_2$	22	53	2
+ $3d^2D_2$—$5p^2P_1$	16	81	4
+ $4p^2P_1$—$6d^2P_1$	15	60	3
—	15	29	0
$4p^2P_2$—$6s^2P_2$	12	27	0
$3d^2D_2$—$5p^2P_2$	10	63	0
$4p^2P_2$—$6s^4P_1$	07	34	0u
—	04	78	00u
—	03	96	0
$3d^2F_3$—$5p^2P_2$	01	86	0
+ —	00	42	2
$4p^2P_2$—$4d^2F_3$	2499	55	1
$3d^2D_2$—$5p^2D_2$	97	25	0
$4p^2D_2$—$4d^2P_1$	95	95	00
—	94	67	0
—	92	05	0

Kombination			
+ —	2491	06	2
—	88	88	00
—	86	07	000
—	83	26	00u
+ $4p^2P_1$—$4d^2P_2$	82	17	2
+ —	81	50	2
+ —	80	87	3
—	80	48	0
+ $4p^2P_1$—$6s^2P_2$	79	08	2
—	78	58	0
$3d^2F_3$—$5p^2D_2$	76	99	00
+ $4p^2P_2$—$6s^2P_1$	75	48	2
+ —	74	02	2
—	72	96	00
—	70	38	0
—	69	85	00u
—	66	90	00u
$4p^2D_2$—$4d^2P_2$	63	03	00
—	60	69	00u
+ $4p^2D_2$—$6s^2P_2$	59	97	2
$4p^4D_2$—$6s^4P_3$	59	63	000u
—	57	98	00
—	56	31	00u
—	55	09	0
—	54	27	3
—	52	83	00u
—	49	21	00u
$4p^2D_2$—$4d^2F_3$	47	77	00
—	44	87	0u
$4p^2P_1$—$6s^2P_1$	43	24	00
—	42	82	00
$4p^2D_3$—$4d^2D_3$	41	33	00
$4p^4D_2$—$6s^4P_2$	40	07	1
—	38	78	1
—	36	44	00u
—	32	80	00
—	31	64	00
+ $4p^4D_3$—$6s^4P_3$	30	06	2
—	29	45	000
—	25	50	000u
$4p^2D_2$—$6s^2P_1$	24	70	1
—	24	34	0
—	24	00	1
—	23	55	0
—	22	73	1
—	22	15	00
+ —	21	55	0
+ $4p^2D_3$—$6s^2P_2$	20	49	3
—	18	87	0
—	17	24	00

Kombination			
—	2415	80	1u
+ $4p\,{}^2D_3$—$4d\,{}^2F_4$?	14	26	2
—	13	25	0
—	12	50	1
$4p\,{}^4D_3$—$6s\,{}^4P_2$	10	97	2
—	08	24	00u
—	06	68	0
—	06	27	1
$4p\,{}^4D_4$—$6s\,{}^4P_3$	04	40	3
—	03	26	0
—	2399	89	0u
—	99	26	1
$4p\,{}^4D_1$—$6s\,{}^4P_1$	98	39	1
—	97	57	00
—	95	69	00
—	92	92	0
—	90	94	3
—	89	11	2
$4p\,{}^4D_2$—$6s\,{}^2P_2$	87	96	5
+ —	86	6	000
—	85	8	0
—	85	00	5
—	83	9	0
+ $4p\,{}^4D_2$—$6s\,{}^4P_1$	83	50	5
—	82	60	0
—	81	18	1
—	79	88	1
—	79	4	00
—	77	2	1
—	76	3	1
+ —	71	74	4
—	70	5	00
—	69	97	1
+ $4p\,{}^4D_1$—$6s\,{}^2P_1$	69	28	1
—	68	6	00
—	67	1	00
—	66	78	3
—	66	0	00u
+ —	64	14	5
—	62	8	1
—	61	9	0u
—	61	2	0u
—	60	7	00u
$4p\,{}^4D_3$—$6s\,{}^2P_2$	60	07	5
—	58	3	0
+ —	57	60	6
—	56	7	00
+ $4p\,{}^4D_2$—$6s\,{}^2P_1$	54	79	2
+ —	54	14	4
—	53	42	3

Kombination			
—	2352	73	2
+ —	50	50	4
—	46	61	00
—	45	27	00
+ —	44	22	5
—	39	80	3
+ —	37	79	6
—	34	5	00
—	32	9	0
+ —	31	45	6
—	29	3	00
—	27	6	0
—	24	40	2
—	22	11	2
—	19	37	0
$4s\,{}^2D_3$—$4p\,{}^2P_2$	17	77	1
—	17	37	3
+ —	16	31	7
—	15	32	1
+ —	14	99	5
+ —	13	74	6
—	09	6	00
+ —	09	16	5
—	06	6	0u
—	04	5	1
—	04	0	1
+ $4p\,{}^4P_2$—$6s\,{}^4P_3$	00	19	3
—	00	07	1
—	2298	17	5
—	96	3	0
—	95	30	0
—	93	8	000
—	93	27	4
—	91	8	000
—	89	78	4
—	88	4	1
—	87	8	6
—	87	19	4
—	85	81	0u
—	84	91	2
$4p\,{}^4P_3$—$6s\,{}^4P_3$	84	02	3
—	83	26	0u
$3d\,{}^2D_3$—$5p\,{}^2F_4$	82	64	4
—	82	05	5
—	81	2	4
—	80	6	6
—	73	1	1
—	72	6	1
—	71	0	000u
—	70	1	00u

Kombination			
—	2266	7	000
—	65	6	000
—	63	9	0
$3d^4P_2—5p^4P_3$	63	1	00
$3d^4P_1—5p^4P_2$	61	8	3
—	60	6	000
—	59	5	00u
—	54	5	000u
—	54	30	0
—	52	87	1
$3d^2D_2—5p^2F_3$	52	26	2
$3d^4P_2—5p^4P_2$	50	3	4
—	48	0	4
$3d^4P_1—5p^4P_1$	47	1	0
—	45	97	2
—	44	8	1
—	43	66	0u
—	40	6	0
$3d^4P_3—5p^4P_3$	38	2	6
—	36	2	0
$3d^2F_3—5p^2F_3$	35	77	5
—	34	0	00
—	31	42	0
—	30	3	0
$3d^2P_2—5p^2D_2$	29	5	1
—	27	70	6
—	27	30	0
$3d^4P_3—5p^4P_2$	25	67	0
—	24	76	5
—	23	6	0
—	22	93	6
—	21	94	5
—	18	87	6
—	15	2	1
—	14	5	00
—	13	0	6
—	12	22	4
—	08	9	3
—	06	9	00u

Kombination			
—	2203	22	1
$3d^4P_2—5p^2D_3$	02	77	1
—	00	4	0
$3d^4P_3—5p^4D_4$?	2197	56	3
$3d^4P_1—5p^4D_2$	94	1	000u
—	93	1	00u
—	87	34	4
—	84	3	0
—	83	7	4
{ $3d^4F_2—5p^4P_3$ $3d^4P_2—5p^4D_2$ }	83	3	5
$3d^2P_1—5p^2D_2$	82	74	2u
—	81	26	0
—	80	3	0
$3d^4P_3—5p^4D_3$	79	25	5
—	77	04	4
$3d^2P_2—5p^2S_1$	71	41	6
{ $3d^4F_3—5p^4P_3$ $3d^4P_1—5p^4D_1$ }	70	8	1
—	64	17	7
—	62	74	6u
{ $3d^4P_3—5p^4D_2$ $3d^4P_2—5p^4D_1$ }	60	2	00u
$3d^4F_3—5p^4P_2$	59	0	6u
$3d^4F_4—5p^4F_3$	52	6	6u
—	51	1	0
—	48	15	2
—	45	2	1u
—	40	01	3
—	39	2	2
—	37	2	5
—	32	7	000
—	31	0	1
—	29	5	0
$3d^2P_1—5p^2S_2$	27	1	0
—	25	9	0
—	22	6	2
—	06		00u

Tabelle 3 b.

Termtabelle für Ar II nach de Bruin [196].

Term	Termwert
(Grenze ^3P)	
$3p\,^2P_2$	224721
$3p\,^2P_1$	223290
$3d\,^4D_4$	92427.28
$3d\,^4D_3$	92273.30
$3d\,^4D_2$	92123.68
$3d\,^4D_1$	92016.65
$3d\,^2D_3$	73667.15
$3d\,^2D_2$	74279.58
$3d\,^4F_5$	82568.08
$3d\,^4F_4$	82037.49
$3d\,^4F_3$	81646.87
$3d\,^4F_2$	81383.02
$3d\,^4P_1$	79543.06
$3d\,^4P_2$	79768.71
$3d\,^4P_3$	80260.26
$3d\,^2F_4$	75260.76?
$3d\,^2F_3$	74606.87
$3d\,^2P_1$	80044.50
$3d\,^2P_2$	79085.59
$4s\,^4P_3$	90512.88
$4s\,^4P_2$	89668.48
$4s\,^4P_1$	89152.78
$4s\,^2P_2$	86510.88
$4s\,^2P_1$	85496.14
$4p\,^4P_3$	69711.13
$4p\,^4P_2$	69403.38
$4p\,^4P_1$	69046.08
$4p\,^4D_4$	67520.58
$4p\,^4D_3$	67081.22
$4p\,^4D_2$	66586.65
$4p\,^4D_1$	66326.33
$4p\,^2D_3$	66024.28
$4p\,^2D_2$	65361.19
$4p\,^4S_2$	63705.60
$4p\,^2S_1$	63665.08
$4p\,^2P_2$	64515.02
$4p\,^2P_1$	65047.98
$4d\,^4D_4$	41079.08
$4d\,^4D_3$	40957.28
$4d\,^4D_2$	40768.67
$4d\,^4D_1$	40562.38

Term	Termwert
$4d\,^2D_3$	32197.69
$4d\,^2D_2$	32042.57
$4d\,^4F_5$	39661.58
$4d\,^4F_4$	39130.03
$4d\,^4F_3$	38680.44
$4d\,^4F_2$	38414.11
$4d\,^4P_1$	38583.18
$4d\,^4P_2$	38284.18
$4d\,^4P_3$	37863.58
$4d\,^2F_4$	37938.38
$4d\,^2F_3$	37165.88
$4d\,^2P_1$	34819.88
$4d\,^2P_2$	34161.88
$5s\,^4P_3$	43160.38
$5s\,^4P_2$	42532.62
$5s\,^4P_1$	41803.48
$5s\,^2P_2$	41664.18
$5s\,^2P_1$	40480.18
$5p\,^4P_3$	35595.29
$5p\,^4P_2$	35344.10
$5p\,^4P_1$	35055.20
$5p\,^4D_4$	34769.50
$5p\,^4D_3$	34386.43
$5p\,^4D_2$	33981.42
$5p\,^4D_1$	33491.44
$5p\,^2D_2$	34247.50
$5p\,^2S_1$	33047.04
(Grenze ^1D)	
$3d\,^2F_3$	53644.71
$3d\,^2D_3$	52419.08
$3d\,^2D_2$	51924.53
$3d\,^2P_2$	50344.60
$3d\,^2P_1$	49919.93
$3d\,^2S_1$	40661.40
$4s\,^2D_3$	75912.01
$4s\,^2D_2$	76134.36
$4p\,^2F_4$	54224.21
$4p\,^2F_3$	54353.62
$4p\,^2P_2$	52540.70
$4p\,^2P_1$	51938.20

Term	Termwert
$4p\,^2D_3$	51361.07
$4p\,^2D_2$	51406.72
$4d\,^2G_5$	26150.72
$4d\,^2G_4$	26159.59
$4d\,^2F_4$	24615.66
$4d\,^2F_3$	24519.80
$4d\,^2D_3$	25074.92
$4d\,^2D_2$	25229.54
$4d\,^2P_2$	24772.54
$4d\,^2P_1$	25307.94
$4d\,^2S_1$	19511.54
$5S\,^2D_3$	38027.00
$5S\,^2D_2$	38004.36

Weitere Terme von Ar II [196].

Term	Termwert
Grenze: ^3P	
$6s\,^4P_3$	25942.33
$6s\,^4P_2$	25616.58
$6s\,^4P_1$	24644.34
$6s\,^2P_2$	24722.85
$6s\,^2P_1$	24131.50
$5p\,^2P_2$	34648.66
$5p\,^2P_1$	34558.70
$5d\,^2P_1$	20239.69
$5d\,^2P_2$	20237.50
$5d\,^2D_3$	20169.10
Grenze: ^1D	
$5p\,^2F_4$	29871.52
$5p\,^2F_3$	29893.13
$5p\,^2P_2$	28993.46
$5p\,^2P_1$	28664.46
$5p\,^2D_3$	28121.46
$5p\,^2D_2$	28132.78
Grenze: ^1S	
$4s\,^2S_1$	57446.84
$4p\,^2P_2$	32780.34
$4p\,^2P_1$	32421.41

Termtabelle für Ar II nach Rosenthal [188].

Term	Termwert	Term	Termwert
$3d\,^4F_5$	82568.08	$5p\,^4P_3$	35595.29
$3d\,^4F_4$	82037.49	$5p\,^4P_2$	35344.10
$3d\,^4F_3$	81646.87	$5p\,^4P_1$	35055.20
$3d\,^4F_2$	81383.02	$5p\,^4D_4$	34769.50?
$3d\,^4P_3$	80260.26	$5p\,^4D_3$	34386.43
$3d\,^4P_2$	79768.71	$5p\,^4D_2$	33981.42
$3d\,^4P_1$	79543.06	$5p\,^4D_1$	33491.44

Ar III, Ar IV, Ar V. Über diese höheren Ionisationsstufen ist noch sehr wenig bekannt. Zuerst haben Bloch und Déjardin [113, 118] darüber eine Mitteilung gebracht. Wird eine mit dem Gas gefüllte Kugel oder Röhre mit äußeren Drahtwindungen umgeben, durch welche Entladungen geschickt werden, so wird das Gas angeregt. Die Erregung ist außen am stärksten, nimmt nach innen ab. So erhält man verschiedene Ionisationsstufen räumlich getrennt. Bei einer Kugel mit Ar sieht man so die Mitte rot leuchten, dann folgt ein blauer Ring, endlich außen ein weißer. Projiziert man ein Bild des Querschnitts auf den Spalt des Spektroskops, so sind die Linien verschieden lang: Die des weißen Ringes sind am kürzesten, die des blauen länger, die des roten am längsten, und aus der Länge kann man auf die Ionisationsstufe schließen. Natürlich ist dies Verfahren nicht ganz sicher, da die Länge der Linien z. B. auch von ihrer Intensität abhängen muß. Die Autoren nennen die Spektra nach abnehmender Länge E_1, E_2, E_3, was also Ar II, Ar III, Ar IV entsprechen soll. Sie sagen bei Ar II sei E_1 sehr linienreich, E_2 zeige im Sichtbaren gar nichts, E_3 sei von mittlerem Linienreichtum. Sie geben [113] für Ar folgende Tabelle nach den Wellenlängen von Kayser (die hier auf I. A. reduziert sind).

E_1 3376.48 (6.46 Rosenthal)	E_2 3344.66 (4.79? Rosenthal)	E_3 4182.96 (2.98 Ros.)
3350.97 (0.94 ,,)	3336.13 (6.20? ,,)	4023.58 (fehlt ,,)
3307.23 (7.24 ,,)	3311.18 (1.26? ,,)	3960.44 (fehlt ,,)
3293.63 (3.66 ,,)	3301.77 (1.87? ,,)	3858.31 (fehlt ,,)
3281.73 (1.72 ,,)	3285.77 (5.87? ,,)	3750.28 (fehlt ,,)

Wenn diese Klassifikation richtig ist, so würde sich daraus ergeben, daß sowohl bei Kayser, wie bei Rosenthal die Tabelle des „blauen" Spektrums Linien höherer Ionisationsstufen enthält, als Ar II — wie ja von vornherein zu erwarten —, und das würde zum Teil erklären, warum so viele Linien aus Rosenthals Tabelle nicht in de Bruins Ordnung passen. Es würde weiter zeigen, daß Kayser mit höherer Spannung gearbeitet hat, da bei ihm E_3 = Ar IV noch vertreten ist, was bei Rosenthal zu fehlen scheint[1]. — Déjardin [120, 121] sagt, daß er dieselben Resultate bei Anregung durch verschieden schnelle Elektronen erhalte, und macht Angaben über die Potentiale; davon später. Lowe und Rose [125] machen mit Hilfe eines

[1]) Es ist auffallend, daß für E_1 die Messungen von Kayser und von Rosenthal unerwartet gut übereinstimmen, während für E_2 Rosenthal um 0.1 A größere Werte hat, obwohl die Zahlen in demselben Gebiet liegen, also nach denselben Normalen berechnet sind.

Graukeiles Messungen der Intensitätsänderung von 50 Ar-Linien, wenn diese durch Elektronenstöße bei Spannungen zwischen 24 und 140 Volt angeregt werden. Die Linien lassen sich in 2 Gruppen teilen, die in der Hauptsache dem blauen und roten Spektrum entsprechen. Bei etwas über 40 Volt erscheinen die Linien des blauen Spektrums, nehmen bis 65 Volt stark an Intensität zu, dann wieder etwas ab und bleiben bei höheren Spannungen nahezu konstant. Beim roten Spektrum nehmen einige Linien über 30 Volt ständig an Intensität zu, während andere Linien praktisch konstant bleiben.

Rasmussen und Swenson [187] finden Intensitätsanomalien in den d-Termfolgen, wie sie auch beim Neon, Krypton und Xenon bekannt sind. Diese Unregelmäßigkeiten der Intensitäten gehen parallel mit den Abweichungen bei den Termwerten.

Die Methode der elektrodenlosen Ringentladung ist in neuester Zeit von Compton und Boyce [163, 171, 172] aufgenommen worden, aber es sind nur provisorische Mitteilungen erfolgt. Sie geben nur an [172], daß sie Messungen für Ar III, Ar IV, Ar V gemacht haben, und bringen in [171] einige Zahlen für Ar III und Ar IV im äußersten Ultraviolett, die in der Tabelle schon gegeben sind. — In diesem Gebiet hatten zuerst Hopfield und Dieke [139] eine Gruppe Ar III zugeschrieben, Bowen [162] dieselbe bestätigt, und einige Linien zu Ar II gerechnet. Auch diese Daten finden sich in der Tabelle für das Schumanngebiet.

Zu Ar III haben in neuester Zeit Deb und Dutt [203] einen Beitrag geliefert: sie ordnen 24 Linien zwischen λ 3379 und λ 2418 ein. Leider haben sie keine eigene Messungen, sondern nehmen die Zahlen, welche Bloch und Déjardin [118] benützt haben, d. h. im wesentlichen die unkorrigierten Zahlen von Kayser und solche von Eder und Valenta. In der folgenden Tabelle sind die Linien von Ar III nach L. und E. Bloch und Déjardin [118] angeführt. Die Zahlen von Kayser und Eder und Valenta sind auf I. A. umgerechnet. Die Zahlen sind aber wenig genau; Kayser hat sie seinerzeit mit ungenügenden Mitteln, Expositionen von vielen Stunden in einem fortwährend erschütterten Gebäude gewonnen, und glaubt, daß nur die Zehntel A Wert haben. Bloch und Déjardin fügen Linien nach eigenen Messungen hinzu, welche mit einem * bezeichnet sind. Diese sind noch ungenauer. Die Autoren geben an, sie seien im Sichtbaren auf 1 A genau, im äußersten Ultraviolett auf 0.1 A. Die von Deb und Dutt [203] eingeordneten Linien sind bezeichnet. Zu dieser Tabelle wären noch die wenigen Linien aus dem Schumanngebiet aus Tab. 2 hinzuzufügen.

Für Ar IV liegen nur die ebenso gewonnenen Angaben von Bloch und Déjardin vor, nebst den 3 Linien von Boyce und Compton aus Tab. 2. — Jog [185] gibt nur an, er habe nach den Zahlen von Bloch und Déjardin geordnet und alle Quartettmultipletts gefunden.

Potentiale. Die für Argon in Betracht kommenden Spannungen sind oft Gegenstand der Untersuchung gewesen. Die älteren Angaben sind schon auf S. 25 Bd. VII besprochen. Die neueren sollen kurz in zeitlicher Reihenfolge zusammengestellt werden.

Horton und Davies [108] bestätigen ihre früheren Zahlen. — Hertz [114] findet als Anregungsspannungen 11.55, 13.0 und weniger ausgeprägt 14.0, als Ionisationsspannung 15 Volt.

Tabelle 4. Ar III nach Bloch und Déjardin [118].

Kombination		Kombination		Kombination	
	3819 00 ?		2806 2		2504 6
	3756 39 ?		02 2 *		2497 1
	3637 77		00 6		95 5 *
	3504 93		2796 9		88 8
	03 61		95 55		85 7 *?
	3480 54		84 5		85 0 *?
	73 22		82 9 *		84 0
	72 56		75 0		76 9
$^5D_2$—$^5P_2$	3361 28[1])		67 4 *		76 3 *
$^5D_3$—$^5P_2$	58 53		62 0		73 0
	44 75		53 8		68 7
	36 18		29 2 *		63 1 ?
	33 7 *?		24 7		55 2 ?
	27 30 ?		01 7 ?		40 0 ?
$^5S_2$—$^5P_1$	11 20		2685 5 *		38 7
$^5S_2$—$^5P_2$	01 83		78 5	$^5P_3$—$^5D_2$	32 7
$^5S_2$—$^5P_3$	3285 77		76 6 *	$^5P_2$—$^5D_1$	25 3
	3127 87		74 2	$^5P_2$—$^5D_2$	23 8
$^5P_2$—$^5S_2$	10 32		54 7	$^5P_3$—$^5D_4$	23 5
	3078 09		47 5 ?		22 6
	64 71		32 2	$^5P_1$—$^5D_1$	19 9 *
	54 73		14 1	$^5P_1$—$^5P_2$	18 8
	48 43		09 4 *?		15 6
	37 1 *?		05 4 *		13 1
	23 96		02 1 *		11 1
	10 6 *		2597 2 *		05 1
	02 55		94 3 *		2399 2
	2929 0 *?		92 2		95 6
	2884 0		91 4 *		85 0 *?
	78 9		90 1 *?		82 5
	76 5 *?		84 9		77 8 *
	74 5 ?		83 5 *?		67 0 ?
	55 3		79 6		57 1 *?
	53 4		77 7 *?		19 4
	43 6		76 4 *		17 9
	42 5		44 7		17 5
	24 1		35 9		02 0
	18 3		07 2		

Hicks [115] meint, letztere liege bei 17 Volt. Déjardin [120] gibt als Ionisationspotential 15.2 ± 0.2, für die höheren Ionisationsstufen 19.0 ± 0.5 und 34.05 ± 0.5. — Hertz und Kloppers [128] modifizieren Hertz ein wenig, geben jetzt 11.5, 13.0, 13.9 Volt als Anregungsspannungen, 15.3 als Ionisationspotential. — Barton [126] sagt: nimmt man für Ar^+ 15.2 Volt an, so findet man für Ar^{++} 45.3 ± 1.5 Volt.

[1]) Deb und Dutt geben außerdem als eingeordnet: 3379.78 (3), 3376.61 (4), 3371.07 (3), 3366.75 (3), 3341.88, 3333.32 (7), 3024.08 (7), 3002.73 (6), 2427.7 (2), 2420.5 (1), 2418.8 (4).

Tabelle 5. Ar IV nach Bloch und Déjardin [188].

6325 3 *?	5490 16 ?	4417 1 *	3776 76 ?	2840 3 *?	2493 3 *?
6235 71	5276 *	14 6 *	50 64	30 2 *	79 9 *?
15 4	04 *	07 91	13 04 ?	09 6	71 1 *?
6140 7	5195 *	4364 6 *	00 2 *?	2789 0	67 2 *?
6090 76	25 96	4249 4 *	3696 01 ?	43 8 *?	64 6 *?
55 *	5080 *	45 2 *	92 59 ?	39 6 *?	58 1 ?
15 18 ?	33 *	39 4 *	78 5 *?	06 *?	47 8
5999 3 ?	4992 8 *	29 65 ?	3438 03 ?	2667 5 *	43 1
76 *	81 5 *	28 86 ?	24 26 ?	60 2	41 3
38 *	37 2 *	14 4 *	17 47 ?	45 5 *	36 8 ?
5870 30	22 0 *?	4182 81	13 53 ?	40 8	31 5 *
47 *	4893 39	75 09	3391 72 ?	39 0 *?	27 4 *?
30 *	82 28	74 04	23 53 ?	24 9	26 6 *?
18 3 *	4771 57	4172 79	3299 4 *?	16 *	26 1 *?
5739 65 ?	08 48	71 89	51 76 ?	08 *	2360 1 ?
10 *	4697 6 *	46 53	3187 84	2599 4 *	52 4 *
5691 *	93 6 *	88 89	57 44 ?	73 *?	51 7 *
84 *	88 5 *	60 5 *	25 85	67 4 *	47 7 *
39 17	76 8 *	23 53	16 03	66 3	45 3 ?
16 *	49 6 *?	3960 44	3039 36	63 4 *?	35 4 *
5577 76	40 03	07 65	2985 9 *	58 5 *?	30 1 *
19 *	4573 5 *	3858 31	83 *	34 0 *?	22 0
06 20	4488 25	00 25 ?	26 3 *	18 2 *	02 8 *?
5498 34 ?	43 33	3795 41 ?	13 3 *	13 5 *	00 8 *?

Meißner [148] ermittelt für das erste Ionisationspotential 15.69 Volt, und diese Zahl ist seitdem allgemein angenommen worden. — Mohler [149] gibt für die höheren Stufen 32.2 ± 2, 34.8 ± 0.5, 39.6 ± 0.5, beruhend auf 15.4 nach Hertz und Kloppers.

Hertz und Abbink [142] sagen wieder, die Anregungsspannung betrage 11.5 Volt, und Dorsch und Kallmann [158] setzen die Ionisationsspannung zu etwa 15.6 Volt an. Dorgelo und Abbink [156] sagen: die Linien λ 769 und λ 718 geben als Anregungsspannung des Ions 17.1 Volt, also für das Atom 15.69 + 17.1 = 32.79 Volt. — Compton, Boyce und Russell [171] geben für Ar III: 40.7 Volt, während de Bruin [196] aus seinen Termwerten berechnet 15.69 + 27.7 = 43.44 Volt. Gliwitzky [184] erhält Anregungspotentiale 11.51, 12.89, 14.02, 14.79 Volt, das Ionisationspotential zu 15.81 Volt. — Bleakney [193] findet als Potentiale der 4 ersten Ionisationsstufen: 15.7, 44, 88 und 258 Volt. — Deb und Dutt geben für Ar III 36.75 Volt. In neuester Zeit haben O. Fischer und W. Hanle [204] die Anregungsfunktionen einer Reihe von Bogen- und Funkenlinien photographisch gemessen. Es zeigt sich, daß die Anregungsfunktion zunächst linear ansteigt, ein Maximum erreicht und dann wieder abfällt. Die Anregungsspannungen der Bogenlinien des Typus $1 s_i - 3 p_k$ liegen zwischen 14 und 15 Volt. Die Funkenlinien (Typus: $4 s\ {}^m P_i - 4 p\ {}^m D_k$) erscheinen erst oberhalb 35 Volt. Van Atta [201] gibt als Anregungsspannungen 11.53 ± 0.5 und 13.9 Volt an.

Von der übrigen Literatur seien folgende Arbeiten mit ihrem Hauptinhalt besprochen: Ryde [161] untersucht die Emission der Gase bei einem Kohlebogen,

der in Luft brennt; er gibt dabei auch eine Liste von darin auftretenden roten Argonlinien.

Cuthbertson [155] untersucht die Absorption der seltenen Gase in der Schumanngegend. Als Lichtquelle dient eine Kohlebogenlampe, die Gase werden bei Drucken zwischen 5.57 und 0.007 mm untersucht. Bei 5.57 mm Druck beginnt die Absorption bei λ 904, bei 0.236 mm bei λ 810, bei 0.007 ist noch λ 595 sichtbar. Viel kürzere Wellenlängen ließen sich mit den benutzten Gittern nicht erreichen, so daß die untere Grenze der Absorption nicht festzustellen war. Es sieht so aus, als liege das Maximum des Absorptionsbandes unter λ 687, vielleicht sogar unter λ 595.

Vegard hat bekanntlich Untersuchungen über die Emission fester Gase ausgeführt, die bei der Temperatur von flüssigem H und He mit Kathoden- und Kanalstrahlen bombardiert werden. Bei Ar erhält er in beiden Fällen keine Emission [134, 200]. McLennan und Schrumm [124] bekommen durch Kathodenstrahlen Nachleuchten. Dieses zeigt eine starke Linie bei λ 4750, eine schwächere bei λ 5300, das Nachleuchten klingt aber sehr schnell ab. Bei Anregung mit Thermionen treten 2 Linien auf: λ 5607.4 sehr stark, λ 5648.3 schwach, und andere unbekannte Linien. In einer späteren Arbeit [185] von McLennan, Samson und Ireton wird genauer untersucht und gefunden, daß eine große Anzahl von Banden auftreten, die denen von N unter gleichen Bedingungen sehr ähnlich seien. Es wird angenommen, daß sie in beiden Fällen von Wasserstoff herrühren. Eine genauere Angabe der Messungen unterbleibt hier.

Kenty [174] sagt, daß, wenn in Ar von 0.5 mm Druck ein Bogen von 0.4 Amp. gebrannt habe, Nachleuchten auftrete, dessen Spektrum das Linienspektrum sei, aber mit ungewöhnlichen Intensitäten; die höheren Glieder der Serien seien relativ stärker.

Kenty und Turner [175] finden mit Hilfe einer schnell rotierenden Sektorscheibe und eines Kommutators, daß das Bogenspektrum des Ar noch 0.001 Sekunden andauert, nachdem ein Lichtbogen von 0.5 Amp. in reinem Argon von 0.5 mm Druck ausgeschaltet worden ist. Es wird nachgewiesen, daß das Spektrum nicht durch direkte Anregung durch Elektronen erzeugt ist. Der Vergleich der Photographien der Spektren des Nachleuchtens und des Bogens selbst zeigt, daß im Nachleuchten Linien, die zu Sprüngen von hohen s- und d-Zuständen zu 2 p-Zuständen gehören, im Vergleich zu den 1 s—3 p-Linien viel stärker sind als im Bogen selbst. Alles das führt zu der Hypothese, daß das Nachleuchten von Wiedervereinigungen herrührt.

Druyvesteyn [183] untersucht das Nachleuchten des Glimmlichtes in Glimmlampen, die mit Neon, Argon und Neon mit einigen Prozent Argon gefüllt sind, wenn die Spannung während des Nachleuchtens nahe der Minimum-Brennspannung der Lampe ist. Außer dem Nachleuchten des Glimmlichtes ist immer ein Nachleuchten in der Aureole wahrzunehmen. Dieses Nachleuchten erweist sich durch spektroskopische Beobachtungen als Wiedervereinigungsleuchten. Das Glimmlicht aber wird als Anregungsleuchten aufgefaßt, da die Intensitätsverteilung der Linien im Glimmlicht eine ganz andere ist als im Nachleuchten.

Johnson und Cameron [123] untersuchen, welchen Einfluß der Zusatz von Ar zu anderen Gasen auf deren Spektrum hat. Als solche andere Gase nehmen sie: H_2,

wo die relativen Intensitäten sich ändern; N, bei dem das Nachleuchten beeinflußt wird; Verbindungen von C mit N, H, O; O, wo O II relativ geschwächt wird; S und Verbindungen: ein besonderes Bandenspektrum wird gestärkt. Im allgemeinen ist der Einfluß geringer, als der des Zusatzes von He.

Meißner und Graffunder [176] machen folgenden Versuch: Wird vor ein angeregtes Ar-Rohr, das als Lichtquelle dient, ein zweites auch angeregtes gelegt, durch welches das erste beobachtet wird, so findet man Absorption durch das zweite Rohr, wenn die Anregung beider Rohre gleichzeitig stattfindet. Regt man aber das erste Rohr später an, so wird das zweite nur absorbieren können, wenn in ihm die angeregten Atome noch existieren. Wenn man daher das Zeitintervall der Anregungen meßbar variiert, immer die Größe der Absorption mißt, kann man die Lebensdauer und den Lebensablauf der erregten Atome verfolgen. Für den s_5-Zustand beträgt die Halbwertszeit 3×10^{-3} sec. Dorgelo und Washington [138, 139, 157] untersuchen unter Verwendung der Meißnerschen Anordnung teils auf photographischem, teils auf thermoelektrischem Wege, bei welcher minimalen Frequenz sie noch Absorption bekommen. Der verwendete verzerrte Wechselstrom weist sehr ausgeprägte Maxima auf, so daß die Zeitdifferenz Erregung—Absorption mit größter Genauigkeit festgelegt werden kann. Bei Ar-Linien, bei denen Meißner angeregte Absorption beobachtet hatte, werden Lebensdauern von $\sim {}^1/_{75}$ Sekunden gemessen. Diese metastabilen Zustände sind sehr empfindlich gegenüber Zusammenstößen zweiter Art mit Wasserstoff. Meißner [159] beobachtet in einer schwach angeregten Argonröhre Resonanzstrahlung durch eine benachbarte Argonröhre. Die verstärkten Linien gehören alle zu $s_i - 2\,p_k$. Kleine Spuren von Verunreinigungen des Gases schwächen die Resonanz stark. Bosschart [180] untersucht mit Hilfe einer direkten photoelektrischen Methode, Absorption sowie Resonanz und Fluoreszenzstrahlung an den höheren Gliedern der Hauptserien $1\,s_i - n\,p_k$ festzustellen. Eine Absorption trat nur bei den Linien auf, die sich auf den Niveaus $1\,s_3$ und $1\,s_5$ aufbauen, wie auf Grund der Metastabilität dieser Terme [Meißner] zu erwarten war. Eine entsprechende Resonanzstrahlung fehlte bei diesen Linien fast gänzlich. Die absorbierte Energie trat, durch Stöße erster Art auf andere Niveaus übertragen, durchweg in Form von Fluoreszenzstrahlung auf.

Schulze [190] erregt das Gas durch Stöße verschieden beschleunigter Elektronen, beobachtet das Auftreten und Anwachsen der einzelnen Linien, wie es schon oft gemacht worden ist (siehe z. B. [128]). Frühere Beobachter, z. B. [110, 103, 120, 108] haben angegeben, daß alle Linien des Ar I-Spektrums fast gleichzeitig bei etwa dem Ionisationspotential erscheinen. Er findet, daß sie bei recht verschiedener Anregung kommen. Als Anregungspotentiale gibt er: 13.30, 13.5, 14.5, 14.7, 15.1, 15.4, 15.7 Volt. Er gibt eine Tabelle der bei diesen Stufen erscheinenden Linien. Es findet sich völlige Übereinstimmung mit der Meißnerschen Analyse des Spektrums. Für Ar II erhält er etwa 35 Volt.

Endlich sei noch die Abhandlung von Freeman [172] erwähnt. Er vergleicht die Linien des Koronaspektrums mit denen von Ar I, und meint, daß die meisten Koronalinien — 33 von 38 — mit Argonlinien koinzidieren. Die stärkste Koronalinie λ 5302.9 liegt an einer Stelle, wo 2 Kombinationslinien des Argon bis auf 0.1 A zusammenfallen; davon könne ihre große Intensität herrühren.

Russell und Bowen [189] untersuchen daher diese Frage kritisch und können mit Hilfe der Wahrscheinlichkeitsrechnung nachweisen, daß die Übereinstimmungen, die Freeman gefunden haben will, wohl nur durch Zufall bedingt sind, so daß auch dieser Erklärungsversuch ausscheidet.

Zu erwähnen wäre noch, daß Oldenberg [205] in einem Gemisch von Quecksilberdampf mit Argon in der Nähe der Hg-Linie λ 2537 diffuse Bandenreihen beobachtet, die er einem (unstabilen) HgAr-Molekül zuschreibt.

Zeemaneffekt.

Von den neueren Arbeiten über den Zeemaneffekt ist vor allem die Arbeit von Bakker, de Bruin und Zeeman [163] zu erwähnen, die den Effekt am Ar II untersuchen. Die Arbeit ist deshalb wertvoll, weil sie die von de Bruin [167, 168, 196] durchgeführte Analyse des Ar II-Spektrums sicherstellt. Die bei den Versuchen angewandte Feldstärke beträgt 41000 Gauß. 110 Ar II-Linien werden untersucht. Die Resultate für die gemessenen Ar II-Multipletts werden in Tabellen gegeben, weiter die nach Landés Formel berechneten und die beobachteten g-Werte, sowie die berechneten und gemessenen g-Summen für die Terme, die durch Bindung eines 4 s-, 4 p- und 5 s-Elektrons entstehen. Alle Terme des 4 s-Elektrons haben normale g-Werte. Der g-Summensatz ist erfüllt. Von den 13 Termen des 4 p-Elektrons sind 8 Quartetterme, 7 darunter haben normale g-Werte. Die 5 Dubletterme haben alle anormale g-Werte. Die Übereinstimmung der g-Summen ist ausgezeichnet. Alle Terme des 5 s-Elektrons haben anormale g-Werte im Gegensatz zu denen des 4 s-Elektrons. Für 4 d-Elektronen läßt sich die Summenregel nicht nachweisen. Die von den Verfassern mitgeteilten g-Werte sind in die Wellenlängen- und Termtabelle nach Rosenthal und de Bruin (Tab. 3) mit aufgenommen worden. Tab. 4 gibt die theoretisch zu erwartenden und die beobachteten g-Werte der Terme. Eine geringe in [156_1] von den Verfassern angegebene Abweichung von dem g-Summensatz bei den Termen mit $j = 1$ des 4 p-Elektrons wird in [156_2] überprüft und führt zu einer vollkommenen Übereinstimmung mit dem Wert des Landéschen g-Summensatzes.

Bakker [179] unternimmt den Versuch, die anormalen g-Werte dadurch zu erklären, daß der Kopplungsfall, für den die Landésche Formel streng gilt, beim Ar II nicht vorliegt. Er bestimmt die theoretischen g-Werte, die sich bei Annahme dreier weiterer von dem genannten verschiedener Kopplungsfälle ergeben, wenn das äußere Elektron 4 p und 5 s ist. In keinem der betrachteten Kopplungsfälle jedoch stimmen die beobachteten Werte mit den errechneten überein.

Die in [163] veröffentlichte Arbeit wird von Bakker und de Bruin [191] ergänzt, die die Zeemaneffekte einer Reihe von Linien geben, die erst durch die Auffindung neuer Termsysteme durch de Bruin klassifiziert werden konnten. Die Werte der aus der Landéschen g-Formel berechneten und die aus den gemessenen Aufspaltungen bestimmten sind ebenfalls in die Tab. 3 mit aufgenommen. Die Terme des 4 s-Elektrons zeigen normale, die des 4 p-Elektrons anormale g-Werte. Die g-Summenregel ist aber bei beiden erfüllt. Tab. 6 gibt eine Zusammenstellung der beobachteten und der aus der Landéschen Theorie berechneten g-Werte für die Terme des 4 s-, 4 p- und 5s-Elektrons nach Bakker, de Bruin und Zeeman [163, 191].

Die asymmetrischen Aufspaltungen, die in [163] angegeben werden, werden als partieller Paschen-Beck-Effekt erklärt und mit Hilfe einer Formel von Sommerfeld berechnet.

Tabelle 6. Tabelle der theoretischen g-Werte (g_L) und der beobachteten g-Werte (beob.)

Terme des 4s-Elektrons [191]			Terme des 4p-Elektrons [191]			Terme des 5s-Elektrons [163]		
Term	g-Werte Landé	g-Werte beob.	Term	g-Werte Landé	g-Werte beob.	Term	g-Werte Landé	g-Werte beob.
$^4P_3$	1.60	1.60	$^4P_3$	1.60	1.60	$^4P_3$	1.60	1.60
$^4P_2$	1.73	1.73	$^4P_2$	1.73	1.73	$^4P_2$	1.73	1.63
$^4P_1$	2.67	2.67	$^4P_1$	2.67	2.67	$^4P_1$	2.67	2.53
$^2P_2$	1.33	1.33	$^4D_4$	1.43	1.43	$^2P_2$	1.33	1.43
$^2P_1$	0.67	0.67	$^4D_3$	1.37	1.33	$^2P_1$	0.67	0.80
$^2D_3$	1.20	1.20	$^4D_2$	1.20	1.20			
$^2D_2$	0.80	0.80	$^4D_1$	0.00	0.00			
$^2S_1$	2.00	2.00	$^2D_3$	1.20	1.24			
			$^2D_2$	0.80	0.90			
			$^2P_2$	1.33	1.23			
			$^2P_1$	0.67	0.99			
			$^4S_2$	2.00	2.00			
			$^2S_1$	2.00	1.68			
			$^2E_4$	1.14	1.14			
			$^2F_3$	0.86	0.86			
			$^2P_2$	1.33	1.33			
			$^2P_1$	0.67	0.60			
			$^2D_3$	1.20	1.20			
			$^2D_2$	0.80	0.80			
			$^2P_2$	1.33	1.33			
			$^2P_1$	0.67	0.76			

Goudsmit und Back [141] wenden das von Goudsmit und Uhlenbeck angegebene allgemeine Schema für die Kopplung der Quantenvektoren, d. h. für die Kopplung der Drehimpulsvektoren in komplizierten Atomen auf die tiefliegenden Terme vom Si-, Sn-, Pb-, Ne- und Ar-Spektrum an. Eingehende Berücksichtigung der spektroskopischen Tatsachen und besonders der Zeemaneffektanalyse führt zu dem Ergebnis, daß nur für Silicium und die Grundterme des Neons und Argons das einfache Kopplungsschema von Russel und Saunders weitgehend gültig ist.

Bakker [179] endlich gibt die g-Werte des Terms der Konfiguration $3p^54s$ für Ar I an, und zwar für $^1P_1$: $g_{beob.} = 1.10$, $g_{ber.} = 1.101$ und $^3P_1$: $g_{beob.} = 1.40$, $g_{ber.} = 1.339$.

Starkeffekt.

Die Untersuchungen über den Starkeffekt an Argonlinien haben bisher keine nennenswerten Resultate ergeben. Böttcher [101] konnte bei einer Feldstärke von 26000 Volt/cm keinen Effekt feststellen, ebenso bemerkt Steubing [111] keine Spur von Zerlegungen, Verschiebungen oder neuen Linien bei der von ihm erreichten Feldstärke von 38000 Volt/cm. Hingegen geben Takamine und Kokubu [102] an,

daß bei einer Feldstärke von 170000 Volt/cm 16 Linien eine ganz geringe Verschiebung nach längeren Wellenlängen hin erfahren. Fast alle diese Linien gehören dem roten Spektrum des Argons an.

Röntgenspektren.

Coster und van der Tuuk [135, 136] führen eine genaue Untersuchung an dem Röntgenabsorptionsspektrum des Argons durch, um Feinstruktur der Absorptionskanten zu suchen. Die bei gleichzeitiger Entfernung zweier Elektronen aus dem Atom zu erwartenden Nebenkanten, die sich für Argon annähernd berechnen lassen, waren experimentell nicht aufzufinden. Dagegen finden die Verfasser eine auf der kurzwelligen Seite liegende Nebenkante im Abstand von $2.0 \pm 0\,4$ XE. Sie wird dadurch gedeutet, daß das K-Elektron auch in eine der „optischen" Bahnen an der Peripherie des Atoms übergeführt werden kann.

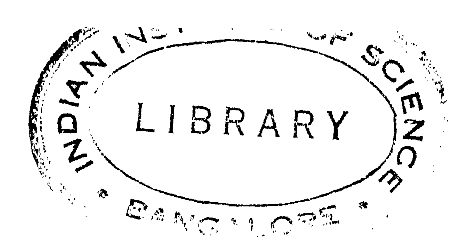
Braunbeck [194] errechnet aus der bekannten „optischen" Ionisierungsspannung den Röntgen-K-Term durch Subtraktion der „äußeren Abstimmung" der Außenelektronen, die sich unter Benutzung der Sommerfeldschen „inneren" Abschirmungszahlen aus den relativistischen Dublettabständen berechnen läßt. Die berechneten K-Terme stimmen mit den empirischen nach Berücksichtigung der Relativitätskorrektion ziemlich genau überein.

Aus der von Meißner [146, 147] im Bogenspektrum des Argons gefundenen Differenz der Seriengrenzen $\Delta\nu = 1423.2$ cm^{-1} und ihrer Deutung als M-Dublett, bestimmt Grotrian [140] die Abschirmungskonstante zu 7.3 in guter Übereinstimmung mit spektroskopischen Beobachtungen ähnlicher Art beim Chlor.

Isotopie.

Im Jahre 1923, also vor der von Rosenthal bzw. de Bruin durchgeführten Analyse des roten bzw. blauen Spektrums haben Nagaoka u. Sugiura [116] versucht, eine Erklärung für das Auftreten von Linienpaaren zu geben, deren Wellenlängendifferenz sich stetig ändert. Die Linien sollen durch die Kernschwingungen von Atompaaren (Molekülen) bewirkt werden, welche beim Zusammentreffen zweier Atome gebildet werden. Unter der Annahme, daß die potentielle Energie eines solchen Systems sich nicht ändert, wenn man ein Atom durch sein Isotop ersetzt (?), wird die durch die Verschiedenheit der Masse bewirkte Frequenzänderung berechnet und von der Größenordnung der Wellenlängendifferenz der Paare gefunden (50—200 AE). Durch die neuerdings durchgeführte, restlos gelungene Analyse des Ar I- und Ar II-Spektrums darf man die Annahme eines Isotopieeffektes zur Erklärung der Paare als unberechtigt ablehnen, zumal bei dem außerordentlichen Linienreichtum des Spektrums das Auffinden der berechneten Differenzen keine Schwierigkeiten macht; auch die Wellenlängendifferenz ist für die Annahme zweier Isotope viel zu groß.

Abgeschlossen am 15. November 1931.



Arsen (As = 74.93, Z = 33).

Literatur.

[53] J. Kleinermanns, Das Bogen- und Funkenspektrum des Arsens nach Internationalen Normalen. Diss. Bonn (1920).

[54] L. et E. Bloch, Spectres d'étincelle de quelques éléments dans l'ultraviolet extrême. C. R. **171** p. 709—711 (1921). — J. de Phys. et le Rad. (6) **2** p. 229—257 (1921).

[55] A. E. Ruark, F. L. Mohler, P. D. Foote and R. L. Chenault, Spectra and critical potentials of fifth group elements. Nat. **113** p. 831 (1923). — Sc. Pap. Bur. Stand **19** p. 463—486 (1924). — Phys. Rev. **23** p. 770 (1924).

[56] R. J. Lang, On the ultra-violet spark-spectra of some of the elements. Phil. Trans. A **224** p. 371—419 (1924).

[57] Arvid Leide, Recherches sur la série K des rayons X. C. R. **180** p. 1203—1204 (1925).

[58] J. C. McLennan and A. B. McLay, Absorption spectra of various elements. Trans. Canada (3) **19** Sect. III p. 89—111 (1925).

[59] Arvid Leide, Messungen in der K-Serie der Röntgenspektra. Zs. f. Phys. **39** p. 686—710 (1926).

[60] A. Terenin, Anregung von Atomen und Molekeln zur Lichtemission durch Einstrahlung. II. Zs. f. Phys. **37** p. 98—125 (1926).

[61] Robert Thoraeus, The X-ray spectra of the lower elements. Phil. Mag (7) **2** p. 1007—1018 (1926).

[62] J. C. McLennan and A. B. McLay, A note on the structure of the arc spectra of the elements of the nitrogen group. Trans. Canada (3) **21**, III p. 63—77 (1927).

[63] P. Daure, Sur les radiations secondaires observées dans la diffusion moléculaire de la lumière (effet Raman). C. R. **187** p. 826—828, 940—941 (1928).

[64] Bengt Edlén, Präzisionsmessungen in der K-Serie der Elemente 30 Zn bis 44 Ru. Zs. f. Phys. **52** p. 364—371 (1928).

[65] C. W. Gartlein, The first spark spectrum of arsenic, As II. Phys. Rev. (2) **32** p. 320 (1928).

[66] R. J. Lang, On the spectra of doubly ionized arsenic, antimony and bismuth. Phys. Rev. (2) **32** p. 737—745 (1928).

[67] P. Pattabhiramiah, On the spectra of As III. and Sb III. Indian J. of Phys. **3** p. 437—444 (1928).

[68] Sir Rob. Robertson, J. J. Fox, Studies in the infra red region of the spectrum. Part III. u. IV. Proc. Roy. Soc. A **120** p. 161—189, 189—210 (1928).

[69] R. A. Sawyer and C. J. Humphreys, The 29- and 30-electron-system of arsenic and selenium. Phys. Rev. (2) **32** p. 583—592 (1928).

[70] R. A. Sawyer and C. J. Humphreys, The spectra of cadmium II, arsenic IV, arsenic V and selenium V. Phys. Rev. **31** p. 1123 (1928).

[71] R. M. Badger und R. Mecke, Das Rotationsschwingungsspektrum des Ammoniaks. Zs. f. phys. Chem. (B) **5** p. 333—354 (1929).

[72] P. Daure, Contribution expérimentale à l'étude de l'effet Raman. Ann. de Phys. (4) **12** p. 375—441 (1929).

[73] W. F. Meggers and T. L. de Bruin, The arc spectrum of arsenic. Bur. Stand. Res. Pap. No. **116** (1929). — J. of Res. **3** p. 765—781 (1929).

[74] P. Pattabhiramiah und A. S. Rao, Serien im As VI-Spektrum. Zs. f. Phys. **53** p. 587 bis 591 (1929).

[75] Paul Queney, Spectres du phosphore et de l'arsénic dans l'ultraviolet extrême. C. R. **189** p. 158—159 (1929).

[76] Paul Queney, Sur le spectre de l'arsénic dans l'ultraviolet extrême. J. de Phys. et le Rad. (6) **10** p. 448—452 (1929).

[77] K. A. Rao, Regularities in the arc spectrum of arsenic. Proc. Roy. Soc. A **125** p. 238—24 (1929).

[78] A. S. Rao and A. L. Narayan, Spectrum of doubly ionised arsenic. Nat. **124** p. 229 (1929). *Indian J. of Phys. **5** p. 3 (1930). — Zs. f. Phys. **57** p. 865—868 (1929).

[79] K. R. Rao, Further triplets of trebly ionised arsenic (As IV). Nat. **123** p. 244 (1929).

[80] S. Bhagavantam, Polarisation of the lines in Raman spectra. Indian J. of Phys. **5** p. 59—71 (1930).

[81] S. Bhagavantam, Raman spectra of some elements and simple compounds. Indian J. of Phys. **5** p. 35—48 (1930).

[82] H. Beuthe, Über neue schwache Linien in der K-Serie der Elemente von V bis Y. Zs. f. Phys. **60** p. 603—616 (1930).

[83] D. Borg und J. E. Mack, The sixth spectrum of arsenic. Phys. Rev. (2) **37** p. 470 (1931).

[84] J. D. Hanawalt, Dependence of X-Ray absorption spectra upon chemical and physical state. Phys. Rev. (2) **37** p. 715—726 (1931).

[85] K. B. Rao, The spectrum of doubly ionized arsenic. Proc. Phys. Soc. London **43** p. 68—71 (1931).

Die Spektra des Arsens sind zwar in den wenigen Jahren seit dem Erscheinen der ersten Lieferung (1923) von Band VII erheblich besser bekannt geworden; aber immer stehen wir noch am Anfang, z. B. wissen wir über As II nur wenig. An Neumessungen ist nur eine solche des Bogenspektrums von Meggers [73] zu nennen, wobei er im Ultrarot bis λ 10024 gelangt und dort eine Gruppe kräftiger Linien findet. Sonst sind nur Messungen bei kürzesten Wellen gemacht. Zuerst haben die Brüder Bloch ihre alten Messungen [44] durch neue ersetzt [54], welche bis λ 1558 reichen. Dann hat Lang [56] den Funken zwischen λ 2074 und λ 529 gemessen. Ferner sind einzelne Liniengruppen von Lang [66, 74], Mc Lennan [62], Sawyer und Humphreys [69], Rao [83, 77, 79] gegeben worden. Endlich hat Queney [76[mit elektrodenloser Entladung und kleinem Vakuumgitter zwischen 2500 und 700 gemessen. Er gibt die Genauigkeit zu 0.05 A an. Mit Hilfe der neuen Messungen wurde es möglich, die Ionisationsstufen teilweise zu trennen.

As I: Fünfelektronensystem mit Dubletts und Quartetts.

Zuerst haben Ruark, Foote, Mohler, Chenault [55] eine Ordnung dieses Spektrums versucht, scheinen aber nicht alles richtig gefunden zu haben. Dann haben Mc Lennan und Mc Lay [62] ihren Irrtum in betreff der niedrigen Niveaus berichtigt, sind aber sonst nicht weiter gekommen. Die Aufgabe war dadurch erschwert, daß für As keine Untersuchungen des Zeemaneffektes vorliegen, auch das Hilfsmittel, die Grundzustände durch Absorption zu finden, hier versagt (siehe z. B. [50, 55]). Nur im Bogen treten reichlich umgekehrte Linien auf. Trotzdem gelang die Analyse Meggers und de Bruin [73] für die Linien zwischen λ 10614 und λ 1916. Fast gleichzeitig hat Rao [77] die Untersuchung aufgenommen. Er stimmt mit Meggers und de Bruin im wesentlichen überein, doch ergänzen sich die Arbeiten, da ihm der ganze langwellige Teil bis λ 3119 fehlt, dagegen seine Messungen ihm den kurzwelligen linienreichen Teil bis λ 1563 liefern. Die Tab. 1 gibt dies Spektrum.

Tabelle 1. As I.

Kombinationen [73]	[77]		Meggers [73]		Rao [77]		McLennan [62]		Queney [76] λ vac.	
$5s^2P_1$—$5p^2D_2$		10614								
$5s^2P_2$—$5p^2D_3$		10453								
$5s^4P_2$—$5p^4P_2$		10023	98	4						
$5s^4P_3$—$5p^4P_3$		9923	03	5						
$5s^4P_1$—$5p^4P_1$		9833	76	5						
$5s^4P_3$—$5p^4D_3$		9826	69	8						
$5s^4P_2$—$5p^4D_1$		9597	94	10						
$5s^4P_3$—$5p^4S_2$		9300	62	50						
$5s^4P_2$—$5p^4D_2$		9267	29	25						
$5s^4P_2$—$5p^2D_2$		9134	81	15						
$5s^2P_1$—$5p^2P_1$		8993	08	20						
$5s^2P_1$—$5p^2P_2$		8935	58	50						
$5s^4P_3$—$5p^2D_3$		8869	69	100						
$5s^4P_1$—$5p^4D_1$		8821	76	150						
$5s^4P_3$—$5p^4D_4$		8654	16	100						
$5s^4P_2$—$5p^4D_3$		8564	74	100						
$5s^4P_1$—$5p^4D_2$		8541	65	50						
$5s^4P_1$—$5p^2D_2$		8428	.94	100						
$5s^2P_1$—$5p^2S_1$		8355	00	10						
$5s^4P_1$—$5p^4S_2$		8305	62	50						
$5s^2D_2$—X		8055	72	5						
$5s^2D_3$—X		8042	95	10						
$5s^4P_2$—$5p^2D_3$		7960	26	25						
$5s^4P_2$—$5p^2P_2$		7863	45	4						
$5s^4P_2$—$5p^2S_1$		7410	07	8						
$5s^4P_1$—$4p^2P_2$		3119	60	50	5.576	4	vorh.	4		
$5s^4P_1$—$4p^2P_1$		3075	32	20	5.317	2	,,	2		
$5s^4P_2$—$4p^2P_2$		3032	85	40	2.845	4	,,	4		
$5s^4P_2$—$4p^2P_1$		2990	99	20	0.991	2	,,	2		
$5s^2P_1$—$4p^2P_2$		2898	71	50	8.702	5	,,	4R		
$5s^2P_1$—$4p^2P_1$		60	44	100r	0.452	7	,,	6R		
$5s^2P_2$—$4p^2P_2$		2780	22	200r	0.197	8	,,	8R		
$5s^2P_2$—$4p^2P_1$		45	80	50r	4.991	6	,,	6R		
$5s^4P_1$—$4p^2D_2$		2492	91	50	2.89	2	,,	1	4.30	6
—		91	—		—		—		1.66	5
—		83	—		—		—		3.88	4
—		66	—		—		—		6.89	5
—		65	—		—		—		5.19	4
—		62	—		—		—		2.53	6
—		60	—		—		—		0.81	2
$5s^4P_2$—$4p^2D_3$		56	53	200r	6.53	4	vorh.	4R	7.72	5
—		55	—		—		—		5.15	6
—		47	—		—		—		7.07	6
$5s^4P_2$—$4p^2D_2$		37	23	50	7.22	2	vorh.	1	8.39	4
—		37	—		—		—		7.13	4
—		34	—		—		—		4.60	2
—		33	—		—		—		3.74	2
—		24	—		—		—		4.98	4

Kombinationen [73]	[77][1])		Meggers [73]	Rao [77]	McLennan [62]	Queney [76] λ vac
—		2418	—	—	—	8.70 6
—		16	—	—	—	6.79 2
—		14	—	—	—	4.20 2
—		11	—	—	—	1.80 3
—		06	—	—	—	6.66 6
—		04	—	—	—	4.02 3
—		2398	—	—	—	8.91 3
—		96	—	—	—	6.52 4
—		93	—	—	—	3.74 0
—		90	—	—	—	0.44 0
—		89	—	—	—	4.70 0u
—		84	—	—	—	4.91 2
—		83	—	—	—	3.99 1
$5s^4P_3—4p^2D_3$	—	81	18 150r	1.19 4	vorh. 4R	2.11 5
$5s^2D_3—4p^2P_2$	—	70	77 100r	0.80 6	—	1.59 5
$5s^2D_2—4p^2P_2$	—	69	67 80r	9.67 5	—	0.47 5
$5s^4P_3—4p^2D_2$	—	63	05 10	3.04 2	vorh. 2	3.85 2
—	—	62	—	—	—	2.53 4
—	—	59	—	—	—	9.58 6
$5s^2P_1—4p^2D_2$	—	49	84 500R	9.83 10	vorh. 10R	0.69 6
$5s^2D_2—4p^2P_1$	—	44	03 50	4.02 6	—	4.86 5
—	—	26	—	—	—	6.96 4
—	—	24	—	—	—	4.54 0
—	—	21	—	—	—	1.81 0
—	—	18	—	—	—	8.00? 0
—	—	08	—	—	—	8.81 4
—	—	06	—	—	—	6.53 5
—	—	03	—	—	—	3.57 0
—	—	01	—	—	—	1.72 6
—	—	2294	—	—	—	4.11 1u
$5s^2P_2—4p^2D_3$	—	88	12 500R	8.12 10	vorh. 10R	8.87 6
—	—	87	—	—	—	7.62? 2
—	—	79	—	—	—	9.52 0
—	—	77	—	—	—	7.61 5
$5s^2P_2—4p^2D_2$	—	71	36 50	1.39 4	vorh. 4	1.96 4
—	—	68	—	—	—	8.76 6
$4p^2P_2—4d^4F_3$	$4p^2P_2—4p'^4P_3$	66	70 25	6.75	—	6.78 5
—	—	63	—	—	—	3.77 6
—	—	56	—	—	—	6.14 4
—	—	53	—	—	—	3.81 6
—	—	47	—	—	—	7.50 2
—	—	43	—	—	—	3.11 2
$4p^2P_2—4d^4F_2$	$4p^2P_2—4p'^4P_2$	28	66 20	8.72 3	—	9.19 3
—	—	24	—	—	—	4.25 0
—	—	19	—	—	—	9.31? 1
—	—	18	—	—	—	8.50 1
—	—	17	—	—	—	7.00 6
$4p^2P_1—4d^4F_2$	$4p^2P_1—4p'^4P_2$	05	97 15	6.04 2	—	6.48 0
$4p^2P_2—4d^4D_1$	$4p^2P_2—4p'^4P_1$	05	16 10	5.20 1	—	—
—	—	03	—	—	—	3.69 2

Kombinationen [73]	Kombinationen [77]		Meggers [73]		Rao [77]		McLennan [62]	Queney [76] λ vac.	
—	—	2202	—		—		—	2.39	2
$4p^2P_2$—$4d^4D_2$	—	2198	34	5	—		—	9.55	00
—	—	93	—		—		—	3.23	6
$4p^2P_2$—$4d^4D_3$	—	87	75	5	—		—	9.97	0
—	—	86	—		—		—	6.52	0
$4p^2P_1$—$4d^4D_1$	$4p^2P_1$—$4p'^4P_1$	82	94	20	2.98	2	—	2.83	1u
—	—	79	—		—		—	9.86	1u
$4p^2P_1$—$4d^4D_2$	—	76	26	15	6.26	1	—	7.64	2
—	—	74	—		—		—	4.20	6
—	—	73	—		—		—	3.28	4
—	—	68	—		—		—	8.46?	0
$4p^2P_2$—$5s^2S_1$	$4p^2P_2$—$4p'^2D_{2,3}$	65	52	100r	5.57	6	—	6.90	7
—	—	65	—		—		—	5.98	2
—	—	61	—		—		—	1.39	5
—	—	56	—		—		—	6.79	6
—	—	52	—		—		—	2.15	6
—	—	48	—		—		—	8.24	6
—	—	46	—		—		—	6.38	5
$4p^2P_1$—$5s^2S_1$	$4p^2P_1$—$4p'^2D_2$	44	10	100r	4.14	5	—	4.46	6
—	—	43	—		—		—	3.20	5
—	—	38	—		8.53	2	—	—	
—	—	36	—		—		—	6.49	3
$4p^2P_2$—$4d^4P_1$	$4p^2P_2$—$5s^2S_1$	33	81	30	3.77	4	—	3.40	5
—	—	24	—		4.06	1	—	—	
—	—	22	—		—		—	2.03	3
$4p^2P_1$—$4d^4P_1$	$4p^2P_1$—$5s^2S_1$	13	01	100	2.99	4	—	3.58	4
—	—	10	—		—		—	0.40	4 [4]
—	—	09	—		—		—	9.33	4
—	—	2098	—		—		—	8.07	4
—	—	96	—		—		—	6.03	4 [4]
$4p^2P_2$—$4d^4P_1$	$4p^2P_2$—$4d^4D_2$	89	79	10	9.68	3	—	0.55	0
—	—	88	—		—		—	8.76	4
$4p^2P_2$—$4d^4P_2$	$4p^2P_2$—$4p'^2S_1$	85	29	25	5.33	5	—	—	
—	$4p^2P_2$—$4d^4D_3$	79	—		9.41	2	—	—	
$4p^2P_1$—$4d^4P_1$	$4p^2P_1$—$4d^4D_2$	69	83	30	9.79	5	—	—	
—	$4p^2P_1$—$4d^4D_1$	68	—		8.34	4	—	—	
$4p^2P_2$—$4d^4P_3$	$4p^2P_2$—$4p'^2P_2$	67	16	25	7.13	4	—	—	
$4p^2P_1$—$4d^4P_2$	$4p^2P_1$—$4p'^2S_1$	65	41	40	5.42	6	—	—	
$4p^2P_2$—$4d^2F_3$	$4p^2P_1$—$4p'^2P_2$	47	59	50	7.58	5	—	—	
$4p^2P_2$—$4d^2P_1$	—	28	87	4	—		—	—	
—	—	25	—		5.36	1	—	—	
$4p^2P_2$—$4d^2D_2$	—	13	32	50r	3.30	6	—	3.92	2
$4p^2P_2$—$4d^2P_2$	$4p^2P_2$—$4p'^2P_1$	12	77	20	2.74	4	—	—	
$4p^2P_1$—$4d^2P_1$	—	10	04	20	0.05	4	—	—	
$4p^2P_2$—$4d^2D_3$	—	09	18	100r	9.21	9	—	9.76	4
$4p^2D_3$—$5s^2D_3$	—	03	34	300R	3.28	10	—	4.03	4
$4p^2D_3$—$5s^2D_2$	—	02	54	20r	2.53	4 [3]	—	—	
$4p^2P_1$—$4d^2D_2$	—	1994	79	100r	5.45	7	—	5.37	2
$4p^2P_1$—$4d^2P_2$	$4p^2P_1$—$4p'^2P_1$	94	25	25	4.87	6	—	—	
$4p^2D_2$—$5s^2D_3$	—	90	49	50r	1.08	7	—	1.11	4

Kombinationen [73]	Kombinationen [77]		Meggers [73]	Rao [77]	McLennan [62]	Queney [76] λ vac.
$4p^2D_2$—$5s^2D_2$		1989	71 200	0.37 9	—	0.35 4
—	—	88	—	—	—	8.90 1
—	—	87	—	—	—	7.49 1
$4p^4S_2$—$5s^4P_1$	—	72	03 1000R	2.64 15	1.97 4R	2.75 5
$4p^2D_3$—$4d^4F_4$	$4p^2P_2$—β	58	29 20R	8.91 7	—	8.85 0
$4p^4S_2$—$5s^4P_2$	—	37	02 1000R	7.68 15	6.94 5R	7.62 5
$4p^2D_3$—$4d^4F_3$	$4p^2D_3$—$4p'^4P_3$	28	58 4	9.17 1	—	—
$4p^2D_2$—$4d^4F_3$	$4p^2D_2$—$4p'^4P_3$	16	61 5	7.24 4	—	7.25 0
—	—	13	—	—	—	3.02 5 [5])
—	$4p^2D_3$—$4p'^4P_2$	01	—	1.59 2	—	2.26 4
—	—	00	—	0.02 1	—	—
$4p^4S_2$—$5s^4P_3$	—	1889	85 1000R	0.53 15	9.91 4R	0.54 5
$4p^4S_2$—$5s^2P_1$	—	81	08 [2])	2.03 5	1.08 1	2.01 2
$4p^2D_2$—$4d^4D_1$	$4p^2D_2$—$4p'^4P_1$	72	33	3.09 4	—	3.13 2
$4p^2D_3$—$4d^4D_3$	$4p^2D_3$—$4d^2F_3$	71	07	1.74 5	—	1.70 1
—	$4p^2P_2$—γ	70	—	0.05 4	—	—
—	—	65	—	5.21 3	—	—
$4p^2D_2$—$4d^4D_3$	—	59	90	0.77 1	—	0.55 5
—	$4p^2D_2$—$4d^2F_3$	59	—	0.48 8	—	—
$4p^2D_3$—$4d^4D_4$	$4p^2D_3$—$4p'^2D_{2,3}$	54	4	5.48 4	—	—
—	—	53	—	3.29 5	—	—
—	—	50	—	0.32 6	—	0.30 4
—	$4p^2P_2$—$4d^2P_2$	47	—	7.39 6	—	7.42 2
$4p^2D_2$—$5s^2S_1$	$4p^2D_2$—$4p'^2D_{2,3}$	44	3	4.49 7	—	4.57 4
	$4p^2P_1$—$4d^2P_1$	46	—	0.58 4	—	9.45 2
$4p^4S_2$—$5s^2P_2$	$4p^2P_1$—$4d^2P_2$	31	1	1.80 6	1.11 1	1.44 4
—	$4p^4S_2$—$5s^2P_2$	31	—	1.39 6	—	—
—	$4p^2D_2$—$5s^2S_1$	21	—	1.44 2	—	1.40 0
—	$4p^2P_2$—δ	18	—	8.72 1	—	—
—	—	16	—	6.87 2	—	—
—	—	13	—	3.18 0	—	3.47 3
$4p^2D_3$—$4d^2F_4$	—	05	6	6.21 9	—	6.25 4
—	$4p^2P_1$—δ	03	—	3.60 3	—	—
—	$4p^2D_3$—$4d^4D_2$	1799	—	9.61 2	—	—
—	—	98	—	8.71 4	—	8.68 0
—	$4p^2D_3$—$4d^4D_3$	91	—	1.86 4	—	1.84 2
$4p^2D_2$—$4d^4P_1$	$4p^2D_3$—$4d^4D_4$	89	2	9.94 4	—	0.02 4
—	$4p^2D_2$—$4d^4D_2$	89	—	9.25 3	—	8.88 2
—	$4p^2P_2$—ε	87	—	7.20 2	—	—
—	$4p^2D_2$—$4p'^2S_1$	85	—	5.97 1	—	6.09 2
—	$4p^2D_2$—$4d^4D_3$	81	—	1.55 5	—	1.54 2
—	—	80	—	0.61 5	—	—
$4p^2D_2$—$4d^4P_3$	$4p^2P_1$—ε	72	5	2.63 2	—	2.21? 5
—	—	68	—	8.07 2	—	9.06 4
—	—	60	—	0.39 1	—	—
$4p^2D_2$—$4d^2F_3$	—	58	2	8.62 7	—	8.67 5
—	$4p^2D_3$—α	54	—	4.24 2	—	—
—	—	41	—	1.23 3	—	1.36? 2
$4p^2D_3$—$4d^2D_3$	—	39	4	9.53 4	—	9.54 4
$4p^2D_2$—$4d^2D_2$	—	32	8	2.87 2	—	2.94 2

Kombinationen [73]	Kombinationen [77]		Meggers [73]	Rao [77]		McLennan [62]	Queney [76] λ vac	
—	—	1732	—	2.51	3	—	2.52	2
$4p\,^2D_2$—$4d\,^2D_3$	—	29	8	9.85	2	—	9.92	2
—	—	24	—	4.84	2	—	3.86	2
—	$4p\,^2D_3$—β	01	—	1.22	3	—	1.22	3
$4p\,^4S_2$—$5s\,^2D_3$	—	1644	0	4.40	3	—	4.45 ?	3
—	$4p\,^2D_3$—γ'	33	—	3.78	3	—	—	
—	$4p\,^2D_3$—$4d\,^2P_2$	16	—	6.56	5	—	—	
—	$4p\,^2D_2$—$4d\,^2P_1$	14	—	4.92	5	—	4.82 ?	2
—	$4p\,^2D_2$—$4d\,^2P_2$	08	—	8.17	2	—	—	
$4p\,^4S_2$—$4d\,^4F_3$	$4p\,^4S_2$—$4p'\,^4P_3$	1593	4	3.66	6	—	3.65	3
$4p\,^4S_2$—$4d\,^4F_2$	$4p\,^4S_2$—$4p'\,^4P_2$	74	7	4.75	5	—	4.79	4
—	—	71	—	1.34	2	—	1.48	6
—	$4p\,^4S_2$—$4p'\,^4P_1$	63	—	3.08	3	—	2.95	2

[1]) Die Einordnung von Rao [77] ist nur soweit angegeben, als sie nicht mit der von Meggers [73] übereinstimmt.
[2]) Von hier an nimmt Meggers die Zahlen von Bloch [53].
[3]) Von hier an bei Rao λ vac.
[4]) Ruark [55] gibt als As I an: 2109.80, 2095.10.
[5]) Ruark [55] gibt hier als As I: 1912.27 an.

In die Tabelle sind auch Messungen von Queney [76] bis zu λ 2494 aufgenommen, auch wenn sie nicht zu As I gehören, um sie in den Tabellen unterzubringen. Seine kürzeren Wellenlängen dagegen finden sich in Tab. 6.

Meggers [73] bestimmt die Termwerte des As I-Spektrums durch Vergleich mit analogen Termen in den Spektren der benachbarten Elemente. Er geht aus von dem Wert 30000 für den Term $5\,s\,^4P_1$ und erhält für den Grundterm $4\,S_2$ den Wert 80692.72. Das entspricht einem Ionisationspotential von 10 Volt. Dieser Wert ist um 1.5 Volt niedriger als der von Ruark, Mohler, Foote und Chenault [55] bestimmte. Rao [77] geht in seiner Bestimmung der Termwerte von dem Wert 93500 cm^{-1} für den Term $4\,p\,^4S_2$ aus, der aus dem Ionisationspotential 11.54 Volt der genannten Autoren [55] abgeleitet ist. So ergeben sich andere Termwerte; jedoch sind die Termdifferenzen bei Rao dieselben wie bei Meggers. Als Anregungsspannung wird in [55] 4.70 angegeben. Meggers [73] gibt noch zwei Linien im Sichtbaren und zwei im äußersten Ultraviolett an, die er als verbotene Kombinationen deutet:

5361.12	(10)	$4\,p\,^4S_2$—$4\,p\,^2P_1$	1612.3	(2)	$4\,p\,^4S_2$—$5\,p\,^4D_1$
5497.10	(4)	$4\,p\,^4S_2$—$4\,p\,^2P_2$	1558.4	(1)	$4\,p\,^4S_2$—$5\,p\,^2D_3$

As II: Über dieses Spektrum liegt nur eine kurze Mitteilung von Gartlein [65] vor, der das Funkenspektrum von As unterhalb von 2300 A mit einem Vakuumspektrographen photographiert hat. Er hat etwa 75 Linien des As II in ein Termschema angeordnet, gibt aber keine näheren Resultate an, als daß sämtliche Terme der untersten Konfiguration $(4\,p)^2$ sowie der $4\,p\,5\,s$-Konfiguration und einige Terme der $4\,p\,4\,d$-Konfiguration identifiziert sind.

Termtabelle As I. [73]

Elektronen-konfiguration	Termsymbol	Termwert
$s^2p^2 \cdot 4p$	$^4S_2$	80692.72
	$^2D_2$	70101.26
	$^2D_3$	69779.03
	$^2P_1$	62507.46
	$^2P_2$	62046.13
$s^2p^2 \cdot 5s(^3P)$	$^4P_1$	30000.00
	$^4P_2$	29083.52
	$^4P_3$	27795.83
	$^2P_1$	27558.28
	$^2P_2$	26088.49
$s^2p^2 \cdot 5s(^1D)$	$^2D_3$	19878.59
	$^2D_2$	19858.89
$s^2p^2 \cdot 5s(^1S)$	$^2S_1$	15882.49
$s^2p^2 \cdot 5p$	$^4P_1$	19833.73
	$^4P_2$	19110.17
	$^4P_3$	17721.02
	$^4D_1$	18667.48
	$^4D_2$	18295.86
	$^4D_3$	17410.89
	$^4D_4$	16243.87
	$^4S_2$	17046.80
	$^2D_2$	18139.38
	$^2D_3$	16524.57
	$^2P_1$	16441.66
	$^2P_2$	16370.04
	$^2S_1$	15592.46
	X (^1D)	7448.76
$s^2p^2 \cdot 4d$	$^4F_5$	—
	$^4F_4$	18730.75
	$^4F_3$	17942.81
	$^4F_2$	17190.10
	$^4D_1$	16712.10
	$^4D_2$	16571.50
	$^4D_3$	16351.41
	$^4D_4$	15853
	$^4P_1$?	15196.55
	$^4P_1$	14209.76
	$^4P_2$	14106.48
	$^4P_3$	13686.10
	$^2F_4$	14396
	$^2F_3$	13223.96
	$^2P_1$	12773.46
	$^2P_2$	12379.43
	$^2D_2$	12392.99
	$^2D_3$	12209.75

As III: Dreielektronensystem mit Dubletts und Quartetts. Es liegen Einordnungen durch Lang [66] und Pattabhiramiah [67] vor, die im wesentlichen die Paare gefunden haben. Die kurzen Wellenlängen, die P. benutzt, sind von Sawyer gemessen, aber noch nicht veröffentlicht.

Rao und Narayan [78] haben eine Reihe von Linien des As III in Quartetts eingeordnet und die Termdifferenzen angegeben, und weiter hat Rao [85] das zuerst von Lang untersuchte Dublettsystem des As III teils etwas abweichend neuerdings eingeordnet und die Termwerte der Dubletterme angegeben. Ferner hat Rao die Satelliten λ 2155.78 und λ 1274.13 berechnet, konnte sie aber nicht beobachten, da sie wahrscheinlich zu schwach sind und zu nahe an den zugehörigen Hauptlinien liegen, die stark und diffus sind. Die dem 4p $^2P_{1/2}$-Term entsprechende Ionisierungsspannung wird zu 28.19 Volt angegeben.

As IV: Zweielektronensystem mit Singuletts und Tripletts.

Tabelle 2. As III.

Rao und Narayan [78, 85]		Pattabhiramiah [67]		Lang [66]		Rao [78, 85]	
*7240	3	—		—		$4d\,{}^2D_2 - 5p\,{}^2P_1$	*1)
*6923	1	—		—		$4d\,{}^2D_3 - 5p\,{}^2P_2$	*
5885.67	1	5885.67	1	—		$3\,{}^2P_2 - 3\,{}^2D_2$	
75.56	2	75.56	2	—		$3\,{}^2P_2 - 3\,{}^2D_3$	
5783.48	6	5783.48	6	—		$3\,{}^2P_1 - 3\,{}^2D_2$	
63.35	5	—		—		$5p'\,{}^4D_4 - 5d'\,{}^4F_3$	
5684.97	7	5684.97	7	—		$2\,{}^2D_2 - 2\,{}^2P_1$	
. 43.97	4	—		—		$5p'\,{}^4D_4 - 5d'\,{}^4F_4$	
5568.42	4	5568.42	4	—		$1\,{}^2D_3 - 2\,{}^2P_2$	
5497.12	6	5497.12	6	—		$2\,{}^2D_3 - 2\,{}^2F$	
71.95	6	71.95	6	—		$2\,{}^2D_2 - 2\,{}^2F$	
60.80	1	60.80	1	—		$1\,{}^2D_2 - 2\,{}^2P_2$	
5385.55	6	—		—		$5p'\,{}^4D_4 - 5d'\,{}^4F_5$	
59.82	3	—		—		$5p'\,{}^4D_3 - 5d'\,{}^4F_2$	
24.39	5	—		—		$5p'\,{}^4D_3 - 5d'\,{}^4F_3$	
5223.29	6	—		—		$5p'\,{}^4D_3 - 5d'\,{}^4F_4$	
5141.61	2	—		—		$5p'\,{}^4D_2 - 5d'\,{}^4F_2$	
32.94	2	—		—		$5s'\,{}^4P_3 - 5p'\,{}^4D_2$	
07.82	8	—		—		$5p'\,{}^4D_2 - 5d'\,{}^4F_3$	
5030.2	6	—		—		$5p'\,{}^4D_1 - 5d'\,{}^4F_2$	
4992.14	1	—		—		$5p'\,{}^4D_3 - 5d'\,{}^4D_2$	
4932.04	3	—		—		$5s'\,{}^4P_3 - 5p'\,{}^4D_3$	
4888.76	8	—		—		$5p'\,{}^4D_2 - 5d'\,{}^4D_1$	
46.15	6	—		—		$5p'\,{}^4D_4 - 5d'\,{}^4D_4$	
12.00	6	—		—		$5p'\,{}^4D_3 - 5d'\,{}^4D_3$	
02.24	6	—		—		$5p'\,{}^4D_2 - 5d'\,{}^4D_2$	
4787.27	6	—		—		$5p'\,{}^4D_1 - 5d'\,{}^4D_1$	
20.38	2	—		—		$5s'\,{}^4P_2 - 5p'\,{}^4D_1$	
4635.15	4	—		—		$5p'\,{}^4D_2 - 5d'\,{}^4D_3$	
25.50	2	—		—		$5s'\,{}^4P_2 - 5p'\,{}^4D_2$	
07.44	5	—		—		$5s'\,{}^4P_3 - 5p'\,{}^4D_4$	
4532.37	6	—		—		$5p'\,{}^4D_3 - 5d'\,{}^4D_4$	
4494.57	7	—		—		$5s'\,{}^4P_1 - 5p'\,{}^4D_1$	
61.93	5	—		—		$5s'\,{}^4P_2 - 5p'\,{}^4D_3$	
08.96	4	—		—		$5s'\,{}^4P_1 - 5p'\,{}^4D_2$	
4249.38	6	—		—		$5s'\,{}^4P_3 - 5p'\,{}^4S_2$	
*4226.74	6	4226		6.87	6	$4s\,4p^2\,{}^2S_1 - 5p\,{}^2P_1$	*
*4101.37	6	4101.49	6	1.49	6	$4s\,4p^2\,{}^2S_1 - 5p\,{}^2P_2$	*
*4037.01	9	4037.14	8	7.17	15	$5s\,{}^2S_1 - 5p\,{}^2P_1$	*
*4032.45	10	—		—		$4f\,{}^2F_3 - 5g\,{}^2G$	*
* 31.01	10	—		—		$4f\,{}^2F_4 - 5g\,{}^2G$	*
3945.90	5	—		—		$5s'\,{}^4P_3 - 5p'\,{}^4P_2$	
* 22.46	10	3922.61	10	2.61	20	$5s\,{}^2S_1 - 5p\,{}^2P_2$	*
3896.18	5	3851.80		—		$5s'\,{}^4P_2 - 5p'\,{}^4S_2$	
3749.74	5	—		—		$5s'\,{}^4P_3 - 5p'\,{}^4P_3$	
3741.22	1	—		—		$5s'\,{}^4P_1 - 5p'\,{}^4S_2$	

1) Die mit * versehenen Linien sind nach [85].

Rao und Narayan [78, 85]		Pattabhiramiah [67]		Lang [66]		Rao [78, 85]	
3740.12	2	—		—		$5s'\,{}^4P_2$—$5p'\,{}^4P_1$	
3645.08	4	3645.08	4	—		x—$2\,{}^2P_1$	
39.74	3	—		—		$5s'\,{}^4P_2$—$5p'\,{}^4P_2$	
—		3638.89	5	—		—	
3597.24	2	—		—		$5s'\,{}^4P_1$—$5p'\,{}^4P_1$	
91.40	2	3591.40	2	—		$2\,{}^2D_2$—$4\,{}^2P_1$	
83.79	5	83.79	3	—		$2\,{}^2D_3$—$4\,{}^2P_2$	
72.94	3	72.94	3	—		$2\,{}^2D_2$—$4\,{}^2P_2$	
59.43	1	59.43	1	—		$3\,{}^2P_2$—$4\,{}^2D_3$	
51.80	5	46.75	—	—		x—$2\,{}^2P_2$	
23.98	1	23.98	1	—		$3\,{}^2P_1$—$4\,{}^2D_2$	
04.32	3	—		—		$5s'\,{}^4P_1$—$5p'\,{}^4P_2$	
3477.02	2	3477.02	2	—		$3\,{}^2P_2$—$4\,{}^2S_1$	
72.34	3	—		—		$5s'\,{}^4P_2$—$5p'\,{}^4P_3$	
41.09	2	41.09	2	—		$3\,{}^2P_1$—$4\,{}^2S_1$	
—		3399.19	—	9.25	1	—	
*3255.55	5	3255.69	5	5.69	8	$5p\,{}^2P_2$—$6s\,{}^2S_1$	*
—		3241.46	—	—		—	
*3180.64	4	3180.78	5	0.78	5	$5p\,{}^2P_1$—$6s\,{}^2S_1$	*
—		22	—	2.06?	4	—	
—		09.1	—	—		—	
—		3091.	—	1.18?	3	—	
—		40.79	—	—		—	
*2989.42	3	2989.54	4	9.54	2	$5p\,{}^2P_2$—$5d\,{}^2D_2$	*
* 81.88	10	82.00	10	2.00	15	$5p\,{}^2P_2$—$5d\,{}^2D_3$	*
* 26.15	10	26.32	10	6.32	10	$5p\,{}^2P_1$—$5d\,{}^2D_2$	*
2168.83	5	2168.83	3	—		$1\,{}^2D_3$—$1\,{}^2F$	
* 66.21	5	66	—	6.28	2	$4s\,4p^2\,{}^2D_2$—$5p\,{}^2P_1$	*
* 56.20	9	—		—		$4d\,{}^2D_3$—$4f\,{}^2F_4$	*
* [55.78]	—	—		—		$4d\,{}^2D_3$—$4f\,{}^2F_3$	*
52.18	4	52.18	4	—		$1\,{}^2D_2$—$1\,{}^2F$	
* 51.55	8	51	—	1.58	4	$4d\,{}^2D_2$—$4f\,{}^2F_3$	*
* 47.46	7	47	—	7.59	5	$4s\,4p^2\,{}^2D_3$—$5p\,{}^2P_2$	*
—		2144	—	4.13	4	—	
* 32.76	3	33	—	3.89	1	$4s\,4p^2\,{}^2D_2$—$5p\,{}^2P_2$	*
*2053.37	5	2053	—	3.31	1	$4s\,4p^2\,{}^2P_2$—$4f\,{}^2F_3$	*
1749.7	3	1749.7	3	—		$2\,{}^2P_2$—$3\,{}^2D_3$	
28.8	1	28.8	1	—		$2\,{}^2P_1$—$3\,{}^2D_2$	
*1274.27	9	1274	—	4.28	8	$4s\,4p^2\,{}^2D_3$—$4f\,{}^2F_4$	*
* [74.13]	—	—		—		$4s\,4p^2\,{}^2D_3$—$4f\,{}^2F_3$	*
* 68.95	6	68	—	8.97	5	$4s\,4p^2\,{}^2D_2$—$4f\,{}^2F_3$	*
—		1266	—	6.39	30	—	
* 14.00	2	14	—	4.80	3	$4p\,{}^2P_2$—$4s\,4p^2\,{}^2D_2$	*
* 09.29	10	09	—	9.28	15	$4p\,{}^2P_2$—$4s\,4p^2\,{}^2D_3$	*
*1172.16	10	1172	—	2.15	12	$4p\,{}^2P_1$—$4s\,4p^2\,{}^2D_2$	*
1030.93	5	1030.98	5	—		$1\,{}^2P_2$—x	
1003.43	7	03.43	7	—		$1\,{}^2P_2$—$1\,{}^2S_1$	

Die mit * bezeichneten Linien sind in [85] angegeben.
Die inneren Quantenzahlen in den Serienbezeichnungen dieser Linien sind durchweg um $\frac{1}{2}$ erhöht.

Rao und Narayan [78, 85]		Pattabhiramiah [67]		Lang [66]		Rao [78, 85]	
1000.56	7	1000.56	7	—		1^2P_1—x	
974.62	8	974.62	8	—		1^2P_1—1^2S_1	
* 63.80	8	63	—	3.75	20	$4p^2P_2$—$5s^2S_1$	*
* 53.55	4	—		—		$4p^2P_2$—$4s\,4p^{22}S_1$	*
* 37.26	6	937	—	7.20	20	$4p^2P_1$—$5s^2S_1$	*
32.90	3	32.90	3	35.57	20	1^2P_2—1^2D_3	
* 27.57	4	27	—	7.52	20	$4p^2P_1$—$4s\,4p^{22}S_1$	*
10.90	5	10.90	5	—		1^2P_1—1^2D_2	
* 900.94	6	00.90	9	—		$4p^2P_2$—$4s\,4p^{22}P_1$	*
* 889.03	8	888	—	8.98	20	$4p^2P_2$—$4s\,4p^{22}P_2$	*
* 77.67	7	77.65	9	—		$4p^2P_1$—$4s\,4p^{22}P_1$	*
* 71.79	8	71	—	1.73	25	$4p^2P_2$—$4d^2D_2$	*
* 71.07	10	—		—		$4p^2P_2$—$4d^2D_3$	*
* 66.36	7	66.34	10	6.28	15	$4p^2P_1$—$4s\,4p^{22}P_2$	*
* 49.99	9	49	—	9.91	15	$4p^2P_1$—$4d^2D_2$	*
—		845	—	5.86	2	—	
—		28	—	8.65	2	—	
* 614.70	1	614	—	4.73	6	$4p^2P_2$—$5d^2D_2$	*
* 14.38	3	14	—	4.41	3	$4p^2P_2$—$5d^2D_3$	*
* 03.79	2	03	—	3.81	3	$4p^2P_1$—$5d^2D_2$	*

Die mit * bezeichneten Linien sind in [85] angegeben.
Die inneren Quantenzahlen in den Serienbezeichnungen dieser Linien sind durchweg um $\frac{1}{2}$ erhöht.

Termtabelle As III. [85]

Term	Termwert	Term	Termwert
$4p^2P_{\frac{1}{2}}$	228406	$^2F_{3\frac{1}{2}}$	64301
$^2P_{1\frac{1}{2}}$	225466	$5d^2D_{1\frac{1}{2}}$	62783
$5s\,^2S_{\frac{1}{2}}$	121712	$^2D_{2\frac{1}{2}}$	62698
$4d^2D_{1\frac{1}{2}}$	110755	$5g^2G$	[39500]
$^2D_{2\frac{1}{2}}$	110664	$4s\,4p^{22}D_{1\frac{1}{2}}$	143097
$5p^2P_{\frac{1}{2}}$	96948	$^2D_{2\frac{1}{2}}$	142776
$^2P_{1\frac{1}{2}}$	96225	$^2S_{\frac{1}{2}}$	120600
$6s^2S_{\frac{1}{2}}$	65517	$^2P_{\frac{1}{2}}$	114468
$4f^2F_{2\frac{1}{2}}$	64292	$^2P_{1\frac{1}{2}}$	112981

As V: Einelektronensystem mit Dubletts.

Diese Spektra sind nur von Sawyer und Humphreys [69] herausgesucht durch Vergleich mit den Spektren von Cu, Zn, Ga, Ge und Extrapolation des Gesetzes von Moseley, des Gesetzes der irregulären Dubletts usw.

Die Zahlen finden sich in den Tab. 3 und 4. Einen Nachtrag gibt Rao [79], der das Triplettsystem des As IV von Sawyer und Humphreys durch 3 weitere Tripletts vervollständigt.

Tabelle 3. As IV.

	Rao [79]			Terme [79]	
	3216.90	2	$5s\,^3S_1$—$5p\,^3P_0$	$5s\,^3S_1$	199087
	3190.00	3	$5s\,^3S_1$—$5p\,^3P_1$	$5p\,^3P_0$	168010
	3109.01	5	$5s\,^3S_1$—$5p\,^3P_2$	$5p\,^3P_1$	167748
	2461.37	3	$4d\,^3D_1$—$5p\,^3P_0$	$5p\,^3P_2$	166932
	53.93	4	$4d\,^3D_2$—$5p\,^3P_1$	—	—
	45.61	1	$4d\,^3D_1$—$5p\,^3P_1$	—	—
	17.49	5	$4d\,^3D_3$—$5p\,^3P_2$	—	—
	05.72	2	$4d\,^3D_2$—$5p\,^3P_2$	—	—

Queney [75]		Sawyer und Humphreys [69]			Terme [69]	
980.61	5	980.58	8	$4s\,4p\,^3P_2$—$4p^2\,^3P_1$	$4s\,4p\,^3P_0$	343400
71.12	5	71.13	8	$4s\,4p\,^3P_1$—$4p^2\,^3P_0$	$4s\,4p\,^3P_1$	342250
56.88	5	56.87	8	$4s\,4p\,^3P_1$—$4p^2\,^3P_2$	$4s\,4p\,^3P_2$	339720
53.31	6	53.25	8	$4s\,4p\,^3P_2$—$4p^2\,^3P_2$	—	—
46.43	5	46.45	8	$4s\,4p\,^3P_0$—$4p^2\,^3P_1$	—	—
30.75	5	30.80	8	$4s\,4p\,^3P_1$—$4p^2\,^3P_2$	—	—
892.71	6	892.68	10	$4s^2\,^1S_0$—$4s\,4p\,^1P_1$	—	—
—	—	762.75	2	$4s\,4p\,^3P_2$—$4s\,4d\,^3D_1$	$4s\,4d\,^3D_1$	208615
761.96	2	61.99	4	$4s\,4p\,^3P_2$—$4s\,4d\,^3D_2$	$4s\,4d\,^3D_2$	208485
60.83	4	60.80	5	$4s\,4p\,^3P_2$—$4s\,4d\,^3D_3$	$4s\,4d\,^3D_3$	208279
48.27	2	48.33	5	$4s\,4p\,^3P_1$—$4s\,4d\,^3D_1$	—	—
47.55	2	47.57	5	$4s\,4p\,^3P_1$—$4s\,4d\,^3D_2$	—	—
41.94	2	41.93	5	$4s\,4p\,^3P_0$—$4s\,4d\,^3D_1$	—	—
—	—	11.07	7	$4s\,4p\,^3P_2$—$4s\,5s\,^3S_1$	—	—
—	—	698.50	6	$4s\,4p\,^3P_1$—$4s\,5s\,^3S_1$	—	—
—	—	92.94	4	$4s\,4p\,^3P_0$—$4s\,5s\,^3S_1$	—	—

Tabelle 4. As V.

Queney [75]		Sawyer und Humphreys [69]			Terme	
—	—	1056.71	5	$4d\,^2D_3$—$4f\,^2F_{3,4}$	—	—
—	—	51.64	4	$4d\,^2D_2$—$4f\,^2F_3$	—	—
1029.62	7	29.50	10	$4s\,^2S_1$—$4p\,^2P_1$	$4s\,^2S_1$	505136
987.72	6	987.69	10	$4s\,^2S_1$—$4p\,^2P_2$	$5s\,^2S_1$	241540
—	—	737.77	8	$4p\,^2P_2$—$4d\,^2D_2$	$4p\,^2P_1$	408001
734.75	2	34.77	8	$4p\,^2P_2$—$4d\,^2D_3$	$4p\,^2P_2$	403891
15.46	2	15.50	7	$4p\,^2P_1$—$4d\,^2D_2$	$4d\,^2D_2$	268239
—	—	615.95	4	$4p\,^2P_2$—$5s\,^2S_1$	$4d\,^2D_3$	267794
—	—	00.7	3	$4p\,^2P_1$—$5s\,^2S_1$	$4f\,^2F_{3,4}$	173149

Als Ionisierungsspannung für den $4\,^2S$-Term des As V geben Sawyer und Humphreys [70] 62.4 Volt an.

Später wurden dieselben Linien von Queney [75] gemessen und eingeordnet.

As VI: Zehnelektronensystem mit Singuletts und Tripletts.

Nach unveröffentlichten Messungen von Lang sind diese Linien von Pattabhiramiah und Rao [67] herausgesucht und in Tripletts und Singuletts eingeordnet worden. Der tiefste Term $d^{10}\,^1S$ ist nicht gefunden, da seine 3 möglichen Kombinationen im fernen Ultraviolett liegen. Borg und Mack [83] geben an, daß sie eine andere Einordnung der Linien für richtiger halten.

Tabelle 5. As VI.

Pattabhiramiah und Rao [74]			Relative Termwerte	
1016.39	1	$3d^9 4s\,^3D_1 - 3d^9 4p\,^3P_2$	$3d^9 4s\,^3D_3$	0
07.15	0	$3d^9 4s\,^1D_2 - 3d^9 4p\,^3F_3$	$3d^9 4s\,^3D_2$	1909
01.49	1	$3d^9 4s\,^1D_2 - 3d^9 4p\,^3P_1$	$3d^9 4s\,^3D_1$	5606
979.54	1	$3d^9 4s\,^3D_2 - 3d^9 4p\,^3P_2$	$3d^9 4s\,^1D_2$	9701
74.62	8	$3d^9 4s\,^1D_2 - 3d^9 4p\,^3F_2$	$3d^9 4p\,^3D_3^0$	118223
62.03	1	$3d^9 4s\,^3D_3 - 3d^9 4p\,^3P_1$	$3d^9 4p\,^3D_2^0$	117503
61.68	4	$3d^9 4s\,^3D_3 - 3d^9 4p\,^3P_2$	$3d^9 4p\,^3D_1^0$	112587
37.22	9	$3d^9 4s\,^3D_1 - 3d^9 4p\,^3F_2$	$3d^9 4p\,^1D_2^0$	123136
35.14	2	$3d^9 4s\,^3D_1 - 3d^9 4p\,^3P_0$	$3d^9 4p\,^3P_2$	103985
33.92	2	$3d^9 4s\,^3D_2 - 3d^9 4p\,^3F_3$	$3d^9 4p\,^3P_1$	109554
28.98	1	$3d^9 4s\,^3D_2 - 3d^9 4p\,^3P_1$	$3d^9 4p\,^3P_0$	112542
27.59	8	$3d^9 4s\,^1D_2 - 3d^9 4p\,^3D_2^0$	$3d^9 4p\,^1P_1$	121283
17.47	1	$3d^9 4s\,^3D_3 - 3d^9 4p\,^3F_3$	$3d^9 4p\,^3F_4$	111258
05.74	1	$3d^9 4s\,^3D_2 - 3d^9 4p\,^3F_2$	$3d^9 4p\,^3F_3$	108995
02.68	2	$3d^9 4s\,^1D_2 - 3d^9 4p\,^1F_3$	$3d^9 4p\,^3F_2$	112322
898.81	2	$3d^9 4s\,^3D_3 - 3d^9 4p\,^3F_3$	$3d^9 4p\,^1F_3$	120481
96.22	1	$3d^9 4s\,^1D_2 - 3d^9 4p\,^1P_1$		
93.65	1	$3d^9 4s\,^3D_1 - 3d^9 4p\,^3D_2^0$		
90.30	0	$3d^9 4s\,^3D_3 - 3d^9 4p\,^3F_2$		
81.61	2	$3d^9 4s\,^1D_2 - 3d^9 4p\,^1D_2^0$		
65.10	5	$3d^9 4s\,^3D_2 - 3d^9 4p\,^3D_2$		
64.48	0	$3d^9 4s\,^3D_1 - 3d^9 4p\,^3P_1$		
59.72	2	$3d^9 4s\,^3D_2 - 3d^9 4p\,^3D_3^0$		
54.77	4	$3d^9 4s\,^3D_1 - 3d^9 4p\,^3D_1^0$		
45.86	2	$3d^9 4s\,^3D_3 - 3d^9 4p\,^3D_3^0$		
43.37	0	$3d^9 4s\,^3D_2 - 3d^9 4p\,^1F_3$		
28.65	2	$3d^9 4s\,^3D_2 - 3d^9 4p\,^3D_1^0$		
24.84	1	$3d^9 4s\,^3D_2 - 3d^9 4p\,^1D_2^0$		
12.11	3	$3d^9 4s\,^3D_3 - 3d^9 4p\,^1D_3^0$		

Für kurze Wellenlängen liegen die beiden Messungen von Bloch [54] für den Funken und von Lang [56] für den „hot spark“ vor; sie sind in Tab. 6 zusammengestellt. Die beiden Messungen haben kaum Ähnlichkeit. Die Bedeutung davon wird klar, wenn man auch die Messungen von Rao [77] für As I heranzieht, die dazu in die Tab. 6 mit aufgenommen sind. Dann erkennt man sofort, daß die Messungen von Bloch im wesentlichen solche von As I sind, die bei Lang ganz zu fehlen scheinen. Lang wird nur Linien der höheren Ionisationsstufen haben, die dagegen bei Bloch fehlen. Dazu sind die Messungen von Queney [26] gefügt.

Tabelle 6. As, kurze Wellenlängen.

		Lang [56]		Queney [76]		Bloch [54]		Rao [77]	
	2074	5	12	—					
	62	3	1	—					
	59	0	1	9.21	00				
III	53	—		3.84	5				
	40	9	3	—					
	31	4	10	—					
	25	7	1	—					
	22	—		2.69	0				
	01	—		1.39	3				
	1999	3	4	0.36	0				
	92	8	3	—					
	88	—		8.90	1				
	87	—		7.49	1				
	83	—		3.55	1				
	64	—		4.53	0				
	61	7	2	—					
	46	2	1	—					
	43	—		3.45	2				
	38	—		8.75	2				
	32	—		2.27	5				
I?	28	2	5	—					
	26	—		6.32	2				
	22	—		2.87?	2				
	15	—		5.13	2u				
	14	—		4.12	3u				
	07	3	5	—					
	1896	—		6.29?	4				
	95	—		5.33	6u				
	83	9	2	—					
	74	3	5	4.96	0				
	67	9	1	—					
	61	5?	2	0.55	5				
	54	6?	5	5.65	0	4.4	2	5.48	4
	51	—		1.42	6	—		—	
	50	—		0.30	4	0.6	2	0.32	6
	48	—		8.04?	1	—		—	
	47	—		7.42	2	7.7	2	7.39	6
	44	—		4.57	4	4.3	3	4.49	7
	42	2	2	—		1.6	2	—	
	39	—		9.45	2	—		—	
	36	—		6.48?	2	—		—	
	35	0	3	—		—		—	
	31	—		1.44	4	1.1	1	1.39	6
	23	—		3.34	2	—		—	
I	21	—		1.40	0	—		—	
	20	—		0.30	1	—		—	
	13	—		3.47	3	—		—	
	08	—		8.06	4	—		—	

		Lang [56]		Queney [76]		Bloch [54]		Rao [77]	
I	1806	—		6.29	—	5.6	5	6.21	9
	02	0	5	—		—		—	
	1798	0	1	8.68?	0	—		—	
I	91	—		1.84	2	—		—	
	90	—		0.02	4	9.2	2	9.94	4
	88	—		8.88	2	—		—	
	86	—		6.09	2	—		—	
	84	—		4.25	1	—		—	
	81	—		1.54	2	1.4	2	—	
	78	3?	5	9.11	7	—		—	
	74	6	1	3.44	1	—		—	
I	72	—		2.21?	5	2.5	1	2.63	2
	69	—		9.06	4	—		—	
I	58	—		8.67	5	8.2	—	—	
	51	—		1.16	4	—		—	
III	49	7	3	—		—		—	
	42	9	20	1.36?	2	1.6	2	—	
I	39	—		9.54	4	9.4	2	—	
	35	—		5.11	0	—		—	
I	33	0	15	2.94	2	2.8	1	2.87	2
	32	—		2.52	2	—		—	
	30	—		0.79	0	—		—	
I	29	8?	1	9.92	2	—		—	
	23	—		3.86	2	—		—	
	19	4	1	9.79	0	—		—	
	19	—		9.49	0	—		—	
	12	—		2.43	0	—		—	
	11	—		1.44	0	—		—	
	09	—		9.09	2	—		—	
	05	—		5.64	3u	—		—	
	02	2.98?	1	—		—		—	
	02	—		2.15	1	—		—	
I	00	2	10	1.22	3	1.1	1	1.22	3
	1698	—		8.77	1	—		—	
	91	7	1	—		—		—	
	87	—		7.21	1	—		—	
	86	—		6.22	0	—		—	
	84	—		4.61	2	—		—	
	74	—		4.68	1	—		—	
	73	—		3.47	4	—		—	
	71	0	5	1.95	1	—		—	
	69	—		9.75	5	—		—	
	62	6?	5	—		—		—	
	61	4	5	1.92	1	—		—	
	60	—		0.73	6	0.8	4	—	
	44	—		4.45?	3	4.0	1	4.40	3
	42	—		2.32	4	—		—	
	40	—		0.93	2	—		—	
	40	—		0.13?	1	—		—	
	38	8	3	—		—		—	

		Lang [56]		Queney [76]		Bloch [54]		Rao [77]	
	1635	—		5.45	6	—		—	
	33	5 H?	3	—		4.0	1	3.78	3
	31	—		1.09	1	0.9	1	—	
	28	—		8.27	0	—		—	
	26	—		6.37?	1u	—		—	
	23	8	1	—		—		—	
	20	—		0.98	0	1.5	1	—	
	16	—		—		6.7	2	6.56	5
	15	0 C?	1	4.82?	2	4.8	1	4.92	5
	11	6	1	2.49	2	2.3	2	—	
	09	—		9.16	6	8.7	1	8.17	2
	06	0 Al?	1	6.74	0	—		—	
	00	—		0.97	6	0.6	1u	—	
	1597	—		7.61	5	—		—	
I	93	8 N	1	3.65	3	3.4	2	3.66	6
	88	—		8.01	0	8.3	1	—	
	83	—		3.09	0	—		—	
	77	—		7.75	0	—		—	
	76	—		6.87	4	—		—	
I	75	0	1	4.79?	4	4.7	2	4.75	5
	71	—		4.48	6	1.7	1	1.34	2
	68	—		8.30?	2	—		—	
	64	—		4.81	2u	5.0	1 Ud?	—	
	62	—		2.95	2	—		3.08	3
	62	—		2.17	4	—			
	59	—		9.53	2	—			
	58	—		8.88	4	8.4	1		
	57	—		7.16	0				
	50	—		0.49	4				
	45	—		5.77	0u				
	43	—		3.06	0				
	41	—		1.65	2				
	30	—		0.69	5				
	28	—		8.94	5				
	25	—		5.76	0				
	23	0	2	—					
	13	—		3.79	0				
	06	—		6.77	1				
	1498	—		8.60	2				
	96	7	1	—					
	87	—		7.62	3				
	80	—		0.65	7				
	76	—		6.00	1				
	73	—		3.21	1				
	72	—		2.55	2				
	71	—		1.30	1				
	66	—		6.84	0				
	54	—		4.41	0				
	48	—		8.70	6				
	41	—		1.05	1				

		Lang [56]		Queney [76]	
	1440	—		0.00	1
	37	—		7.51?	2
	35	—		5.80?	4
	22	—		2.97	0
	17	—		7.24	3
	15	—		5.30	0
	13	4	1	—	
	00	—		0.32	4
	1390	6	1	—	
	81	—		1.76?	5
	75	—		5.09	5
	73	—		3.63	4
	71	—		1.22	0
	69	8	3	9.85	5
	56	—		6.33	2
	55	—		5.96	2
	55	—		5.01	2
	47	6	1	7.52	5
	42	—		2.69	5
	41	5	1	1.46	2
	33	—		3.20	5
	21	—		1.38	0
	07	—		7.76	2
	06	0 Sb?	20	5.75	5
	1298	7	1	9.34	7
	87	3	10	7.54	4
	80	—		0.95	4
III	74	—		4.22	5
III	68	—		8.93	4
	67	6	40	7.55	4
III	66	—		6.34	5
	63	5 Al?	40	3.72	5
	58	0	2	8.53	4
	42	8 N	25	3.09	5
	41	—		1.29	4
	33	—		3.85	0
	28	3?	1	8.98	4
	26	—		6.16	5
	22	6	3	3.08	2
	15	—		5.64	1
	13	—		3.99	5
	11	—		1.11	2u
III	08	8	30	9.33	7
	1196	5 O?	2	6.49	2
	89	—		9.74	0
	81	2	2	1.36	2
III	71	4	15	2.26	7
	57	—		7.21	1
	48	7 O	5	9.19	2
	43	3	1	—	

		Lang [56]		Queney [76]	
	1139	1 O?	1	9.32	0
	34	9 N	1	—	
	17	1	1	—	
	06	5	10	7.21	1
	04	—		4.22	1
	1095	—		5.56	3
	93	5	20	4.03	0
	81	5	50	2.34	3
	79	—		9.47	3
	65	4	1	—	
	56	—		6.68	3
	49	9	1	—	
	29	9	1	9.62	7
	21	—		1.98	2
	20	—		0.50	0
	15	—		5.40	2
	09	1	10	9.42	0
III	03	—		3.39	4
VI?	01	8	10	2.27	2
	999	—		9.25	5
	91	—		1.64	0
	87	—		7.76	6
	84	6	10	—	
IV, VI?	79	8	2	0.61	5
III? VI?	74	9	2	4.61	5
IV	70	1	2	1.12	5
III	63	3	10	3.77	5
VI	60	2 C?	5	1.70	0
IV	56	0	8	6.88	5
IV	52	8	8	3.31	4
	49	0	1	—	
IV	46	—		6.43	5
	42	—		2.81	0
	41	3	3	1.89	0
III, VI?	37	—		7.26	5
IV	30	—		0.75	5
III, VI	27	—		7.56	5
	25	7	8	—	
	17	0 N	8	—	
	13	1	1	—	
III	00	—		0.96	4
IV	892	—		2.71	6
III	89	—		9.01	4
	83	4	3	—	
III	78	0	8	7.68	2
	75	—		5.67	2
	73	7	8	—	
III	71	—		1.75	2
	71	—		1.09	4
III	66	—		6.45	4

		Lang [56]		Queney [76]	
	857	8 C?	3	—	
	51	—		1.81	5
III	50	—		0.05	4
	39	6	1	—	
	29	—		9.86	0
	27	4	5	7.16	0
	23	—		3.33	0
	19	—		9.55	0
	15	8 Si?	2	—	
	08	3	3	—	
	02	2 O	3	—	
	776	6 N	3	7.82	00
IV	61	—		1.96	2
IV	60	4 O	3	0.83	4
IV	48	—		8.27	2
IV	746	9 N	3	7.55	2
IV	41	5	2	1.94	2
V	34	—		4.75	2
	18	0 O	2	—	
V	15	—		5.46	2
IV	10	—		0.93	0
IV?	697	6	1		
IV?	92	2	1		
	82	2	1		
	50	3	1		
	24	8 O	2		
	13	8	3		
	541	6 O?	1		
	29	2	1		

Von den übrigen im Literaturverzeichnis genannten Arbeiten seien noch erwähnt: McLennan und McLay [58], welche die Absorption untersuchen, und Terenin [60], der bei Anregung des Dampfes durch einen Vakuumbogen desselben Elementes die Linien λ 2288 stark und λ 2381 schwach erhält. Robertson und Fox [12] untersuchen das Absorptionsspektrum von AsH_3. Siehe dazu auch James Moir, Nat. 123, p. 190 (1929).

Als Restlinien sind in Löwes Atlas die folgenden zu finden:

2281.1	As I	B 10 F 3	2745.0	As I	B 6 R F 5
2349.8	As I	B 10 F 5	2780.2	As I	B 8 R F 10
2369.7	As I	B 4 R F 5	2860.5	As I	B 4 R F 8
2370.8	As I	B 4 R F 5	2898.7	As I	B 4 R F 6
2456.5	As I	B 4 R F 7			

Im Röntgengebiet bringt eine Arbeit von Thoraeus [61] die vollständigere Kenntnis der L-Reihe, wobei die Messungen von Hjalmar (Bd. VII, I [51]) als Bezugslinien dienen. Die L-Absorptionskanten sind wegen der experimentellen Schwierigkeiten noch nicht gemessen. Leide [57] und Edlén [64] machen genauere Messungen der K-Serie, die in der fünften Stelle bei den stärkeren Linien ziemlich übereinstimmen. Beuthe [82] findet noch eine sehr schwache Linie βy, — nach Siegbahn, dessen Bezeichnungen durchgehend benutzt werden, β_5, — die er als verbotenen Übergang K—$M_{IV,V}$ denkt. Die K-Absorptionskante wird von Leide [57] und Hanawalt [84] erneut gemessen. Letzterer untersucht die Abhängigkeit der Kantenlage von der chemischen Bindung und findet außerdem deutliche Sekundärabsorption. Siehe hierzu auch Meyer [82a], der an anderer Stelle [73a] auch über Intensitätsmessungen der K-Linien berichtet. Schließlich seien noch Energiewerte der Röntgenniveaus nach Siegbahn (Spektroskopie der Röntgenstr. 2. Aufl. S. 348) wiedergegeben, berechnet aus dem experimentellen Wert der K-Absorptionskante. Die Bezeichnungen sind nach Bohr und Coster gewählt.

Messungen mit Kristallgitter.

Wellenlängen in XE, bezogen auf Kalkspat: $d_{18^0} = 3029.45$.
$n = \infty$

Emission

Übergänge	Linie	i	Thoraeus [62]	Leide [57]	Edlén [64]	Beuthe [82]
L_{III}—M_I	L l		11047	—	—	—
L_{II}—M_I	η	—	10710	—	—	—
L_{III}—$M_{IV.V}$	α_{12}	10	9650.3[1])	—	—	—
Funkenl.	α'	—	9616	—	—	—
,,	—	—	9581	—	—	—
L_{II}—M_{IV}	β_1	6?	9394 [1])	—	—	—
Funkenl.	β'	—	9372	—	—	—
,,	β''	—	9346	—	—	—
L_I—$M_{II.III}$	$\beta_{3.4}$	1?	8911	—	—	—
K—L_{II}	K α_2	49,2[2])	—	1177.40	.434	—
K—L_{III}	α_1	100[2])	—	1173.43	.443	—
K—$M_{II.III}$	β_1	21.7[2])	—	1055.18	.099	—
K—$M_{IV.V}$	β_5	—	—	—	—	1046.6
K—$N_{II.III}$	β_2	0.69[2])	—	1042.93	.807	—

Absorption

			Leide (57)	Hanawalt (84)		
K	Kante	st	1042.63	42.49		

[1]) Nach Hjalmar [51]. [2]) Nach Meyer [73a].

Sekundärabsorption verschiedener Verbindungen.

Nach Hanawalt [84].

Substanz	Temperatur C⁰	Hauptkante	ΔV (Volt)	Abstände der Begrenzungen von Absorptionslinien (in Volt) von der Hauptkante
Fest				
As	—	1042.49	0	0—3.6; 10—12; 40—58; 75—92; 130—152; 168—?
$AsCl_3$	—	.41	0.9	0—7.6; 14—22; 33—38; 48—92; 145—?
AsO_3	—	.22	3.1	0—5.1; 12—18; 55—97; 140—?
As_2O_5	—	.03	5.2	0—5.4; 54—30 (schwach); 60—118; 150—?
Dampf				
	350	—	—	—
As_4	270	.31	2.0	0—4.4; 57—102; 135—?
	95	—	—	—
$AsCl_3$	35	.31	2.0	0—3.8; 57—82; 125—?
As_2O_3	320	.34	1.7	0—5.2; 55—93; 160—?
	260	—	—	—
AsH_3	20	.43	0.7	0—3.0

Energiewerte der Röntgenniveaus nach Siegbahn.

Röntgenniveau .	K	L_I	L_{II}	L_{III}	M_I	$M_{II, III}$	$M_{IV, V}$	$N_{II, III}$
Opt. Symbol . .	$1\ ^2S_{1/2}$	$2\ ^2S_{1/2}$	$2\ ^2P_{1/2}$	$2\ ^2P_{3/2}$	$3\ ^2S_{1/2}$	$3\ ^2P_{1/2}$	$3\ ^2D_{3/2, 5/2}$	$4\ ^2P_{1/2, 3/2}$
$\frac{\nu}{R}$	**874.0**[1])	112.6	100.0	97.4	14.9	10.3	3.0	0.1

[1]) experimentell; die übrigen berechnet.

Banden: Das ultrarote Absorptionsspektrum von AsH_3 wurde von Robertson und Fox [68] untersucht. Es wurden 21 Bandenkanten gemessen und in 3 Serien eingeteilt. Die Hauptserie wird aus 7 Schwingungsbanden gebildet, deren Grundbande bei 9.946 μ liegt. Alle Banden dieser Serie haben einen intensiven Q-Zweig und weniger intensive R- und P-Zweige. Von der 2. Serie ist nur eine Bande bei 3.683 μ gemessen. Die 3. Serie beginnt mit dem Q-Zweig der Grundbande bei 11.037 μ. Es ist dies die äußerste Bande am langwelligen Ende der Folge. Aufgelöst sind nur die Grundbande der Hauptserie und der 3. Serie. Die Mittelwerte für $\Delta\nu$ dieser beiden Banden betragen 8.5 bzw. 10.0. Dies entspricht den Trägheitsmomenten $J = 6.51 \cdot 10^{-40}$ bzw. $5.53 \cdot 10^{-8}$. Daraus wurden für den Kernabstand die Werte 1.65 und $1.07 \cdot 10^{-8}$ berechnet. Im zweiten Teil der Untersuchung werden diese Banden mit den entsprechenden Banden von NH_3 und PH_3 verglichen. Die Abhängigkeit vom Druck wird in der Arbeit eingehend dargestellt.

Bandenkanten des AsH_3.

S	$\lambda (\mu)$	i	S	λ	i	S	λ	i
3	11.037	8	2	3.683		3	2.550	0
1	9.946	9	3	3.506	1	1	2.441	
3	5.514	4	3	3.461	1	1	2.403	9
3	5.393	4	3	3.370	2	1	2.364	
3	5.207	4	1	3.316		1	1.951	1
1	4.860		1	3.235	6	1	1.634	1
1	4.713	10	1	3.178	6	1	0.6	1
1	4.562							

S = Serie.

Eine Deutung des ultraroten Absorptionsspektrums von AsH_3 geben Badger und Mecke [71]. Alle Banden des Spektrums werden als Kombinationsschwingungen der 3 Grundschwingungen: $\nu_1 = 2162 - 40\,n$ ($\mu = 4.713$), $\nu_2 = 906$ ($\mu = 11.037$) und $\nu_3 = 1005$ ($\mu = 9.946$) gedeutet. Die Bandenformel lautet dann $\nu = 2162\,n - 40\,n^2$. Die Dissoziationswärme wird zu etwa 3.5 Volt angegeben. Eine Deutung des Spektrums findet man auch im Handbuch der Experimentalphysik, Ergänzungsband I, S. 418. Leipzig 1931.

Der Ramaneffekt wurde an $AsCl_3$ von Daure [63, 72] und von Bhagavantam [80, 81] untersucht. Es wurden vier starke Ramanlinien gefunden

mit den folgenden Ramanfrequenzen, relativen Intensitäten Jr′ (bezogen auf die unverschobene Streulinie) und Depolarisationsfaktoren ϱ:

$\Delta\nu$ =	158	194	370	405
Jr′ =	0.04	0.01	0.0225	0.0225
ϱ =	0.86	0.33	0.80	0.17

Näheres findet man auch bei Kohlrausch, Der Smekal-Raman-Effekt. Berlin 1931.

Abgeschlossen am 8. Dezember 1931.

Gold (Au = 197.2, Z = 79, Isotope 197, 199).

Nachtrag zum Literaturverzeichnis zu Band VII.

[83] T. Takamine and S. Nitta, The spark and the vacuum arc spectra of some metals in the extreme ultraviolet. Mem. Coll. Kyoto **2** p. 117—135 (1917).

[84] J. C. Karcher, Wave-length measurements in the M-series of some high-frequency spectra. Phys. Rev. (2) **15** p. 285—288 (1920).

[85] L. et E. Bloch, Spectres d'étincelle dans l'ultra-violet extrême. J. de Phys. et le Rad. (6) **2** p. 229—257 (1921).

[86] L. et E. Bloch, Sur quelques spectres d'étincelle dans l'ultraviolet extrême. C. R. **172** p. 803—805 (1921).

[87] D. Coster, Le principe de combinaison et la loi de Stokes dans les séries des rayons X. C. R. **172** p. 1176—1178 (1921).

[88] A. Dauvillier et L. de Broglie, Sur la distribution des électrons dans les atomes lourds. C. R. **173** p. 137—139 (1921).

[89] A. Dauvillier, Contribution à l'étude de la structure électronique des atomes lourds et de leur lignes spectrales. C. R. **173** p. 647—649 (1921).

[90] A. Dauvillier, Contribution à l'étude de la structure des éléments de nombre atomique moyen. C. R. **173** p. 1458—1460 (1921).

[91] F. M. Walters, Wave-length measurements in arc spectra photographed in the yellow, red and infra-red. Bull. Bur. Stand. **17** p. 161—177 (1921).

Literatur ab 1922.

[92] I. A. Anderson, The spectral energy distribution and opacity of wire explosion vapours. Proc. Nat. Acad. **8** p. 231—232 (1922).

[93] L. de Broglie et A. Dauvillier, Sur le système spectral des rayons Röntgen. C. R. **175** p. 685—688 (1922).

[94] D. Coster, Le principe de combinaison et la loi de Stokes dans les séries des rayons X. Phys. Rev. (2) **19** p. 20—23 (1922).

[95] A. Dauvillier, Nouvelles recherches sur les spectres des rayons Röntgen. J. de Phys. et le Rad. **3** p. 221—251 (1922).

[96] W. Duane and R. A. Patterson, Note on X-ray spectra. Proc. Nat. Acad. **8** p. 85—90 (1922). — Phys. Rev. (2) **19** p. 542—543 (1922).

[97] E. Hjalmar, Recherches sur la série des rayons X. C. R. **175** p. 878—880 (1922).

[98] P. Auger et A. Dauvillier, Sur l'existence de nouvelles lignes, dont un doublet de Sommerfeld, exclues par le principe de sélection, dans la série L des éléments lourds. C. R. **176** p. 1297—1298 (1923).

[99] E. Hjalmar, Röntgenspektroskopische Messungen. Zs. f. Phys. **15** p. 65—109 (1923).

[100] M. Kimura and G. Nakamura, The broadening of spectral lines caused by increasing current density and their Stark effects. Jap. J. Phys. **2** p. 61—75 (1923).

[101] St. Procopiu, Sur les spectres d'arc des métaux dans divers milieux et dans le vide. C. R. **176**, p. 385—388 (1923).

[102] V. Thorsen, Seriendarstellung des Goldbogenspektrums. Naturw. **11** p. 500—501 (1923).

[103] E. Bengtsson, Die Kombinationsbeziehungen bei den Bandenspektren der Goldflamme. Ark. f. Mat., Astron. ok Fysik **18**, Nr. 27 (1924).

[104] I. C. Boyce, Soft X-rays from heavy elements tantalum to gold. Phys. Rev. (2) **23** p. 575 bis 579 (1924).

[105] K. Lang, Messung von Röntgennormalen. Ann. d. Phys. (4) **75** p. 489—512 (1924).

[106] R. I. Lang, On the ultra-violet spark-spectra of some of the elements. Phil. Trans. A. **224** p. 371—419 (1924).

[107] H. Lowery, Pole lines in the interrupted arc spectra of silver, gold and copper. Phil. Mag. (6) **48** p. 1122—1131 (1924).

[108] H. Nagaoka, Y. Sugiura and T. Mishima, The fine structure of mercury lines and the isotopes. Japan. J. of Phys. **2** p. 121—162 (1924).

[109] St. Procopiu, Sur les spectres de l'arc entre métaux dans différents milieux et dans le vide. Ann. de Phys. (10) **1** p. 89—133 (1924).

[110] L. et E. Bloch, Nouvelles recherches sur quelques spectres d'étincelle dans la région de Schumann. J. de Phys. et le Rad. (6) **6** p. 154—165 (1925).

[111] *M. Buffan and H. I. C. Ireton, Das Unterwasser-Funkenspektrum einer Anzahl von Elementen. Trans. Canada (3) **19**, III. p. 113—118 (1925). — Ref. Phys. Ber. **7** p. 967 (1926).

[112] A. Leide, Experimentelle Untersuchungen über Röntgenspektren. K-Serie. Diss. Lund. (1925).

[113] I. C. McLennan and A. B. McLay, On the series spectrum of gold. Proc. Roy. Soc. A. **108** p. 571—582 (1925).

[114] I. C. McLennan and H. Grayson Smith, C. S. Peters, The infra-red spectra of certain elements. Trans. Canada (3) **19**, III. p. 39—56 (1925).

[115] I. C. McLennan and A. B. McLay, Absorption spectra of various elements in the ultraviolet. Trans. Canada (3) **19**, III. p. 89—111 (1925).

[116] G. Rechou, Etude spectrographique de la série K des éléments lourds. C. R. **180** p. 1107 bis 1108 (1925).

[117] R. V. Zumstein, The absorption spectra of copper, silver and gold vapours in the ultraviolet. Phys. Rev. (2) **25** p. 523—526 (1925).

[117a] J. A. Carrol, The vacuum spark spectra of some of the heavier elements and series classification in the spectra of ionised atoms homologous with copper, silver and gold. Phil. Trans. Roy. Soc. A. **225** p. 357—420 (1926).

[118] I. M. Cork and B. R. Stephenson, The K-series emission spectra for elements from atomic number 50 (Sn) to atomic number 83 (Bi). Phys. Rev. (2) **27** p. 103, 138—143 (1926).

[119] E. Friman, Präzisionsmessungen in der L-Serie der Elemente Wolfram bis Uran. Zs. f. Phys. **39** p. 813—827 (1926).

[120] W. M. Hicks, The analysis of the copper spectrum. Phil. Mag. (7) **2** p. 194—236 (1926).

[121] T. Hori, On the absorption spectra produced by the explosion of various elements. Sc. Pap. Instit. Phys. Chem. Res. Tokyo **4** p. 59—78 (1926).

[122] E. Hulthén and R. V. Zumstein, The absorption spectra of some hydride compounds in the ultraviolet. Phys. Rev. (2) **28** p. 13—24 (1926).

[123] I. C. McLennan and A. B. McLay, On the structure of the arc spectrum of gold. Proc. Roy. Soc. A. **112** p. 95—110 (1926).

[124] I. C. McLennan, M. I. Ligett, Arc and spark spectra of rare elements in the fluoride region. Trans. Canada (3) **20**, III. p. 377—383 (1926).

[125] H. G. Smith and M. E. Westman, Some infra-red spectra. Trans. Canada (3) **20**, III. p. 323—325 (1926).

[126] E. I. Allin and H. I. C. Ireton, The under-water spark of certain elements. Trans. Canada (3) **21**, III. p. 127—131 (1927).

[127] W. F. C. Ferguson, The spectrum of gold chloride. Nature **120** p. 298 (1927).

[128] Y. Fujioka and S. Nakamura, Stark effect for the spectra of silver, copper and gold. Sc. Pap. Instit. Phys. Chem. Res. Tokyo **7** p. 263—276 (1927).

[129] M. Fukuda, Reversed spectra of metals produced by explosion under increased pressure. Sc. Pap. Instit. Phys. Chem. Res. Tokyo **6** p. 1—47 (1927).

[130] H. Nagaoka, D. Nukiyama and T. Futayami, Instantaneous spectrograms of copper, silver, gold .... Proc. Imp. Acad. Tokyo **3** p. 319—323 (1927).

[131] W. F. C. Ferguson, The spectrum of gold chloride. Phys. Rev. (2) **31** p. 969—972 (1928).

[131a] W. Gerlach und E. Schweitzer, Der quantitative spektralanalytische Nachweis von Blei im Gold und eine neue Methode zur Emissionsspektralanalyse. Zs. f. anorg. Chem. **173** p. 92 bis 103 (1928).

[132] K. Lang, Messung von Röntgennormalen. Ann. de Phys. (4) **75** p. 489—512 (1928).

[133] E. Lindberg, Röntgenspektroskopische Messungen der M-Serie der Elemente Uran bis Gadolinium. Zs. f. Phys. **50** p. 82—96 (1928).

[134] I. Backhurst, The absorption of X-rays from 0,63 to 2 A.U. Phil. Mag. (7) **7** p. 353—373 (1929).

[135] A. I. M. Johnson, The M-series absorption spectra of metallic platinum and gold. Phys. Rev. (2) **34** p. 1106—1114 (1929).

[136] E. Lindberg, Röntgenspektroskopische Messungen in den Absorptionsspektren der Elemente Uran bis Wolfram. Zs. f. Phys. **54** p. 632—642 (1929).

[137] E. W. H. Selwyn, Arc spectra in the region λ 1600—2100. Proc. Phys. Soc. London **41** p. 392—403 (1929).

[138] A. S. W. Symons and I. Daley, The Zeeman effect for the arc spectrum of gold. Proc. Phys. Soc. London **41** p. 431—441 (1929).

[139] S. Idei, The precise measurement of the L-group of the X-rays in the heavy elements. Sc. Rep. Tôhoku Imp. Univ. **19** p. 559—639 (1930).

[140] S. Idei, The precise measurements of the L-group of the X-rays in the heavy elements. Sc. Rep. Tôhoku Imp. Univ. **19** p. 641—649 (1930).

[141] P. Krishnamurti, Raman spectra of crystalline inorganic chlorides. Indian J. of Phys. **5** p. 113—128 (1930).

[141a] S. Sambursky, Intensitätsanomalien in Multipletts von Silber und Gold. Proc. Amsterdam **33** p. 1025—1027 (1930).

[142] A. Sandström, Röntgenspektroskopische Messungen der L-Absorption der Elemente 74 Wolfram bis 92 Uran. Zs. f. Phys. **65** p. 632—655 (1930).

[143] S. Frisch, Zur Hyperfeinstruktur in den Spektren einiger Elemente. Zs. f. Phys. **71** p. 89—93 (1931).

[143a] P. Kraft, Untersuchung der Absorptionsspektren der M-Serie der Elemente Wismut, Blei, Thallium und Gold. Wiener Anz. **17** p. 175—176 (1931).

[144] E. Lindberg, The M- and N-Series. A Spectroscopic Study of X-rays. Nova acta reg. soc. sci. Ups. (4) **7**, Nr. 7 (1931).

[144a] R. S. Loyarte und A. T. Williams, Los espectros de absorcion de los vapores de Cu, Ag y Au. Estudio de las Ciencias fisicas y matematicas. Vol. V p. 393—398 (1931).

[144b] L. S. Ornstein und S. Sambursky, Multiplettintensität und Bogentemperatur. Proc. Amsterdam **34** p. 339—340 (1931).

[145] R. Ritschl, Über Hyperfeinstrukturen in den Spektren von Kupfer und Gold. Naturw. **19** p. 690 (1931).

An neuen Messungen sind solche bei langen Wellen hinzugekommen: an erster Stelle sei Walters [91] genannt, der aber nur 17 Linien zwischen 7510 und 5629 mißt. Dann haben McLennan, Smith und Peters [114] eine lange Tabelle veröffentlicht, die von 8928 bis 5656 reicht, aber mit viel zu kleiner Dispersion ausgeführt ist. Bei 9000 Å kommen 150 Å auf den Millimeter, bei 6000 noch 70; Fehler von vielen Å sind also zu erwarten. Endlich hat Smith [125] 5 Linien mit dem gleichen Instrument gemessen; er gibt etwa 10 Å als Fehlergrenze. Diese Messungen sind in Tab. 1 vereinigt.

Ebenso sind die kurzen Wellen reichlich gemessen, aber auch ungenügend. Lang [106], dem wir später so vorzügliche Messungen im Schumanngebiet verdanken, hat in seiner ersten umfangreichen Untersuchung offenbar mit ganz ungenügenden Mitteln und Erfahrungen gearbeitet. Seine Messungen reichen von λ 2039 bis 458; hier finden sich etwa 180 Linien, von welchen aber 78 als sichere oder mögliche Verunreinigungen bezeichnet werden. Die Wellenlängen werden auf nur Zehntel Å angeführt, d. h. Fehler von mehreren Zehnteln sind möglich, und das genügt in dem linienreichen kurzwelligen Gebiet nicht annähernd. — Eine erheblich ältere Messung von Takamine und Nitta [83], die früher nicht erwähnt war, weil sie nicht zugänglich war, reicht nur bis 1844 hinunter. Die Ungenauigkeit wird wohl eher größer

Tabelle 1. Lange Wellenlängen.

	Walters [91]	McLennan [114]	Smith [125]
8928	—	8.5 3	—
8692	—	2.3 5	—
8410	—	—	0.1 1
8360	—	—	0.5 1
7725	—	—	5.6 0
7597	97 1u	—	—
7510	69 5	0.5 15	0.6 4
7330	—	0.8 2	0.6 1
00	—	0.0 2	
7281	—	1.8 1	
61	—	1.0 1	
40	—	0.5 1	
18	—	8.4 1	
7177	—	7.0 1	
56	82 1	—	
00	—	0.0 8	
7023	28 1u	—	
6873	—	3.9 3	
58	—	8.5 2	
29	—	9.0 1	
6794	—	4.6 4	
81	97 2	—	
66	—	6.9 2	
32	—	2.5 3	
21	—	1.5 10	
6691	—	1.2 1	
76	—	6.4 7	
52	—	2.6 7	
6590	—	0.6 4	
30	—	0.2 2	
06	—	6.3 1	
01	—	1.2 2	

	Walters [91]	Mc Lennan [114]
6484	—	4.2 2
72	—	2.3 2
62	—	2.0 2
44	—	4.1 2
36	—	6.2 5
29	—	9.3 2
6390	—	0.7 4
77	41 1u	—
37	—	7.4 1
12	—	2.8 4
02	—	2.2 2
6278	20 6	8.5 15
6160	—	0.1 3
02	—	2.5 1
6062	—	2.0 3
23	—	3.5 3
5991	—	1.0 1
68	96 1u	—
62	72 2	1.8 2
56	98 3	7.6 10
33	—	3.7 2
21	—	1.5 4
5883	—	3.0 1
62	92 2	2.8 10
59	34 1u	—
53	—	3.5 2
41	44 2	—
37	40 5	7.6 15
5660	46 1	—
55	79 3	6.5 10
51	07 1	
29	27 1u	

sein als bei Lang; zu beachten ist auch, daß die Wellenlängen in Luft gemessen sind; durch Reduktion auf Vakuum werden sie durchschnittlich um 0.6 Å vergrößert. — Eine dritte Messungsreihe bis 1341 stammt von den beiden Bloch [110]. Eine ältere Messung [81, 85] ist schon auf S. 74 von Band VII abgedruckt. Die neue Messung ist viel linienreicher, die Fehlergrenze wird zu 0.2 Å angegeben. Man kann sich bei Vergleich der vielen Messungen der beiden Bloch des Eindrucks nicht erwehren, daß überall noch viele Verunreinigungen darin stecken. — Endlich ist eine vierte Messungsreihe von Mc Lennan und Ligett [124] vorhanden, die bis zu 1550 Å hinunterreicht; sie stimmt mit Bloch ziemlich gut überein, die Fehlergrenze mag die gleiche sein. Auf die viel ältere (1909) Messung von Handke (Band VII, S. 74) sei nur hingewiesen, sie ist noch erheblich ungenauer.

Die Messungen von Selwyn [137] aus jüngster Zeit umfassen den Bereich von 1991 bis 1646 Å und geben auf Vakuum bezogene Messungen. Die neuen Messungen sind in Tab. 2 vereinigt.

Tabelle 2. Au, kurze Wellenlängen.

	Lang [106]		Takamine [83]		Bloch [110]		McLennan [124]		Selwyn [137]	
2039	4	1								
05	0	1								
01	6 Cu?	1	0.2	8			1.28	6		
1996	4	1	6.0	2			6.88	1		
91	—		1,8	8			2.05	4	1.94	10
89	—		9.2	4			9.57	3	—	
88	0 Cu?	2	—				—		—	
84	—		4.5	1			—		4.54	1
77	6	2	7.5	8			8.31	7	8.14	15
71	9	1	2.7	2			—		—	
65	—		—				5.63	1	5.34	0u
57	—		7.5	1			8.72	1	—	
55	—		5,7	1			6.24	1	—	
54	—		4.5	1			—		—	
51	—		1.8	3			2.31	3	1.97	7 I
50	9	1	—				—		—	
48	—		8.0	1			8.97	2	—	
46	—		6.0	1			—		—	
45	3	1	—				4.99	1	4.72	3
44	—		4.1	1			—		—	
42	—		—				2.16	5	—	
38	—		8.8	1			8.18	1	9.24	5 I
37	—		7.5	2			—		—	
36	5	1	—				—		—	
35	—		5.0	2			5.78	2	—	
34	—		4.0	1			—		—	
31	—		1.5	2			2.14	3	—	
30	—		0.6	1			0.81	5	—	
29	—		9.1	1			—		—	
24	—		4.5	5			5.39	5	5.26	3 II
21	—		—				1.82	5	1.67	6 II
20	6	1	0.7	6	9.53	5	9.92	5	9.63	8 I
18	—		0.8	6	8.20	2	—		—	
16	—		—		6.32	0	—		—	
15	3	1	—		—		—		—	
13	—		—		3.96	00	—		—	
12	1	1	—		2.63	00	—		—	
10	—		—		0.94	0	—		—	
09	—		—		9.48	2	9.64	2	—	
07	—		—		7.85	0	—		—	
04	3	1	4.1	3	4.44	4	4.68	4	4.55	0 II
00	—		—		0.26	0	—		—	
1899	—		—		9.30	0	—		—	
97	9	1	—		—		—		—	
94	—		—		4.23	0	—		—	
93	9	1	—		3.34	0	—		—	
91	—		—		1.84	0	—		—	
90	9	2	0.2	4	0.39	4	0.39	4	—	
87	—		—		7.60	2	7.03	4	—	

	Lang [106]		Takamine [83]		Bloch [110]		McLennan [124]		Selwyn [137]		
1886	—		6.0	4	6.92	4	—		—		
86	—		—		6.14	00	—		—		
85	—		4.6	1	5.23	00	—		—		
80	—		0.3	1	0.83	1	—		—		
79	—		9.2	4	9.73	3	9.93	3	9.87	6	I
77	—		—		7.74	00	—		—		
72	—		—		2.39	2	2.31	5	2.42	6	
71	—		1.3	2	1.95	2	—		—		
68	—		—		8.72	00	—		—		
65	5	1	—		5.45	1	5.51	1	—		
64	—		—		4.27	0	—		—		
61	0	1	1.8	4	1.73	5	1.73	5	—		
58	—		8.4	2	8.86	3	8.70	3	—		
57	—		7.0	1	7.20	2	7.13	3	7.22	5	
55	—		—		5.55	4	5.45	4	5.54	4	II
52	—		2.0	1	2.54	2	2.57	1	4.71	0	
51	—		0.9	1	1.56	3	1.32	3	1.53	0	II
50	—		9.6	2	0.14	3	0.17	2	—		
48	0	2	—		8.91	1	8.98	1	—		
47	—		—		7.58	00	—		—		
46	—		—		6.21	0	—		—		
44	0	1	4.0	1	4.88	3	5.07	4	—		
43	—				3.68	1	—		—		
40	—				0.96	00	—		—		
40	—				0.00	00	—		—		
38	—				8.58	2	8.49	2	—		
36	—				6.45	3	6.38	3	—		
34	—				4.30	2	4.43	3	4.28	5	
33	—				3.26	2	3.27	2	3.14	5	I
30	—				0.14	3	0.24	2	—		
25	—				8.16	1	—		—		
23	—				3.42	4	3.42	6	3.27	4	II
21	—				1.36	3	1.45	5	—		
19	—				9.22	0	—		—		
18	—				8.21	1	8.03	1	—		
16	—				6.30	1	6.34	1	—		
11	—				1.88	1	1.96	2	—		
09	—				9.95	2	0.04	2	—		
07	—				7.20	0	—		—		
05	—				5.51	3	5.55	4	—		
02	6 Cu	1			2.20	3	2.28	2	—		
00	—				0.69	6	0.89	8	0.62	7	II
1794	1	1			4.06	5	3.80	8	—		
93	—				3.58	5	—		3.31	7	II
93	—				3.09	2	—		—		
90	—				0.23	2	0.20	2	—		
86	7 Cu	1			6.40	4	6.48	3	—		
83	—				3.40	5	3.50	6	3.18	7	II
81	2	1			0.91	2	0.90	1	—		
76	—				6.75	3	6.80	1	—		

	Lang [106]	Bloch [110]	McLennan [124]	Selwyn [137]
1775	7 Cu 1	5.53 5	5.53 5	5.20 0
74	—	4.88 2	—	—
67	0 8	7.65 2	7.63 3	—
62	—	2.24 3	2.15 5	—
57	—	7.12 3	7.07 4	—
56	—	6.29 3	6.10 3	6.13 2 II
51	—	1.83 C? 2	—	—
50	5 1	0.95 1	—	—
49	—	9.91 4	9.78 4	9.78 4 II
48	—	8.30 1	—	—
47	—	7.97 1	—	—
45	7 Cu? 1	6.23 4	6.11 4	—
44	—	4.50 1	5.19 3	—
42	—	2.00 0	2.69 4	—
41	0 Cu 1	1.45 0	—	—
40	—	0.42 5	0.42 5	0.50 4 II
38	—	8.45 3	8.41 2	—
36	—	6.59 2	6.49 2	—
33	—	3.00 1	2.97 3	—
31	0 Cu 2	0.48 0	—	—
27	0 Cu? 1	7.13 4	7.11 4	—
25	—	5.73 4	5.67 4	5.91 2 II
19	—	9.82 3	9.82 3	0.03 1 II
18	0 Cu 1	8.35 1	—	8.27 2
17	—	7.58 3	7.55 3	6.96 0
16	—	6.44 1	—	—
15	—	5.37 2	5.43 3	—
13	—	3.36 00	—	—
12	—	2.81 00	—	—
11	3 Cu 2	1.19 00	—	1.47 0u
09	—	9.86 3	9.87 4	—
07	—	7.30 2	7.17 2	—
02	—	2.54 0	—	—
02	—	2.01 2	1.05 2	—
01	—	1.76 1	—	—
00	—	0.42 3	0.45 4	—
1699	6 Cu 2	9.75 2	—	—
98	—	8.74 2	8.52 3	—
98	—	8.44 2	—	—
96	—	6.82 2	6.78 2	—
96	—	6.30 0	—	—
94	—	4.85 0	—	—
93	—	3.62 6	3.62 7	—
92	0 Cu? 2	—	—	—
86	—	6.25 00	—	—
84	—	4.55 1u	—	—
76	—	6.67 1	—	—
76	—	6.33 1	—	—
75	—	5.52 2	—	—
73	9 ? 2	3.28 6	3.20 4	3.60 3 II

	Lang [106]		Bloch [110]		McLennan [124]	
1672	—		2.39	2	—	
71	—		1.14	00	—	
70	—		0.58	1	—	1)
69	—		9.62	00	—	
67	—		7.85	2	7.80	2
66	—		6.47	1	—	
65	—		5.52	1	5.49	2 2)
64	—		4.50	4	4.46	4
57	—		7.79 C?	1	—	
57	—		7.42 C?	1	—	
56	—		6.80 C?	2	—	
56	—		6.08 C?	1	—	
53	—		3.16	1	—	
52	—		2.47	4	2.55	4
51	—		1.57	0	—	
50	—		0.73	0	—	
49	—		9.77	1	9.73	0
48	—		8.11	00	—	
47	—		7.31	00	—	
46	—		6.50	2	6.50	3 3)
45	—		5.90	3	5.84	2
44	2 H?	1	4.01	2	3.98	3
40	4	1	9.58	1	—	
38	—		8.66	4	8.77	3
37	—		7.76	3	7.88	2
36	0 H?	1	6.34	2	—	
35	—		5.21	00	—	
33	—		3.57	1	—	
32	—		2.69	1	—	
28	—		8.90	5	9.04	1
25	—		5.60	1	—	
24	—		4.28	3u	4.29	2
22	3 ?	5	2.61	1	—	
21	—		1.83	6	1.83	5
20	—		0.53	00u	—	
18	0	1	7.54	1	—	
17	—		7.05	4	7.07	3
15	—		5.92	00	—	
13	6 C?	1	3.48	3	—	
12	—		2.08	2	—	
11	—		1.01	2	1.19	2
10	—		0.35	2	—	
09	—		9.28	00	—	
08	—		8.20	0	—	
07	—		7.35	0	—	
06	—		6.10	0	—	

	Lang [106]		Bloch [110]	
1605	—		5.74	0
01	—		1.16	00
00	2 C?	2	0.40	5 4)
1599	—		9.60	0
98	—		8.67	1
98	—		8.10	1
97	—		7.30	1
96	—		6.53	0
95	—		5.85	2
95	—		5.38	1
93	—		3.36	3 5)
92	—		2.40	2
90	—		0.51	0
89	—		9.91	1
89	—		9.56	4 6)
87	—		7.71	2
87	—		7.06	2u
85	—		5.96	00
85	—		5.35	1
84	7	1	4.63	0
84	—		4.00	2
82	—		2.94	1
82	—		2.02	0
81	—		1.28	0
80	—		0.25	0
79	—		9.70	0
79	—		9.39	3
77	—		7.92	2
77	—		7.05	3
76	8	1	6.34	1
76	—		6.01	00
74	—		4.83	4 7)
72	—		2.56	1
71	—		1.95	2
71	—		1.72	0
70	—		0.09	2
67	—		7.83	0
67	—		7.55	3
66	—		6.60	2
65	—		5.72	0
65	—		5.09	0
64	—		4.64	2
63	—		3.84	0
62	5	5	2.47	5
62	—		2.10	4
61	—		1.51 C?	2

1) Selwyn [137] 0.82 1.
2) Selwyn [137] 5.73 1 I.
3) Selwyn [137] 6.66 0 I.
4) McLennan [124] 5.50 4.
5) McLennan [124] 3.41 2.
6) McLennan [124] 9.61 3.
7) McLennan [124] 4.85 1.

	Lang [106]	
1139	0	5
33	6	3
28	5 ?	3
21	4	3
15	0 O	2
13	2	1
11	3	1
09	5	3
1097	1	1
83	0	1
77	1 C?	1
67	5	1
56	7	1
52	7	1
30	6 O	1
24	0	2
16	7	1
04	5	1
986	6	3
81	5	1
75	5	20
66	2	1
59	6	1
38	9	3
34	7	1
28	4	1
22	8 O	4
899	5 O	1
84	5 C	5
64	3	5
54	5	4

	Lang [106]	
848	5 C ?	1
44	0 Cu?	5
41	3 C ?	1
39	8	1
37	0	1
36	3 Cu	1
31	6	5
21	0	2
11	0	3
773	9 O	2
72	7 N	2
67	9 Cu	2
23	5 Cu	2
19	9 Cu	2
18	2 O	2
11	4 Cu?	1 C?
09	0	1
01	0 Cu?	1
692	0 Cu?	2
89	8	2
82	5 Cu?	3 C?
73	5 O	1
69	0 Ca?	1
64	8	3
61	1	3
57	9 Cu?	3 O?
55	5 O?	3
49	2 Cu?	1
45	1 O	2
40	7	1
33	3	1

	Lang [106]	
631	4	1
27	7	1
21	1	1
14	0	1
10	8 O?	1
06	9 Cu?	1
02	2 Cu?	1
597	8 Cu?	1
92	6	1
88	0 Cu	1
84	5 Cu	1
78	7	1
70	0	1
67	7 Cu?	1 O?
63	4 O	2
56	4 Cu	1
53	9 Cu?	1 O?
45	5	1
40	2 Cu?	1 O?
31	8 Cu	1
27	5 Cu	1
23	6 Cu	1
18	2 O	1
04	6 Cu	1
487	2	1
70	9	1
70	3	1
63	0	1
58	0	1

Außer den aufgeführten Wellenlängen gibt Selwyn [137] noch 9 auf Luft bezogene Linien an:

2082,07 (15 u) II	2044,60 (4)	2014,80 (0)
2073,52 (0)	2025,49 (7)	2012,05 (12 u)
2065,92 (2) II	2021,38 (7) I	2000,03 (12 u) II.

Menzies [133a] gibt folgende Linien des Funkenspektrums:

2022,02	1978,07	1899,9
2012,67	1951,98	1890,5
2001,30	1939,29	1879,8.
1990,43	1919,57	
1984,17	1904,8	

Zur Ergänzung der obigen Wellenlängentabelle 2 sollen im folgenden die von Selwyn [137] eingeordneten Linien aufgeführt werden:

Tabelle 3 nach Selwyn [137].

II	6s	$^3D_3—6p\,^3P_2$	2082.07	II	6s	$^3D_1—6p\,^3P_0$	1823.27
II	6s	$^3D_1—6p\,^3F_2$	2065.92	II	6s	$^3D_2—6p\,^3D_2$	1800.62
I	1	$^2D_3—b_{23}$	2021.38	II	6s	$^3D_2—6p\,^3P_1$	1793.31
II	6s	$^3D_3—6p\,^3F_3$	2000.83	II	6s	$^1D_2—6p\,^1F_3$	1783.18
I	1	$^2S_1—2\,^2P_2$	1951.97	II	6s	$^1D_2—6p\,^1D_2$	1756.13
I	1	$^2D_3—3\,^2P_2$	1939.24	II	6s	$^3D_2—6p\,^3D_3$	1749.78
II	6p	$^3F_3—6d\,^3G_4$	1925.26	II	6s	$^3D_3—6p\,^3F_4$	1740.50
II	6s	$^1D_2—6p\,^1P_1$	1921.67	II	6s	$^3D_1—6p\,^3D_1$	1725.91
I	1	$^2D_3—c_{23}$	1919.63	II	6s	$^3D_3—6p\,^3D_2$	1720.19
II	6p	$^3F_3—6d\,^3D_3$	1904.55	II	6s	$^3D_3—6p\,^3D_1$	1673.60
I	1	$^2S_1—2\,^2P_1$	1879.87	I	1	$^2S_1—3\,^2P_1$	1665,73
I	1	$^2D_3—d_{23}$	1833.14	I	1	$^2S_1—3\,^2P_2$	1646.66

Die Grundlage für die Seriendarstellung findet Thorsen [102] in den 3 Dubletts $\lambda = 2676$ (10 R) und 2428 (10 R), $\lambda = 7510$ (6) und 5837 (6) und $\lambda = 4811$ (4), 4065 (6). Diese Dubletts haben alle denselben Abstand in Wellenzahlen, 3816. Thorsen unterscheidet eine scharfe und eine diffuse Serie im Goldspektrum. Sie sollen im folgenden angeführt werden:

Scharfe Serie des Goldspektrums.

$2\,^2P_2 = 33\,242$		$2\,^2P_1 = 37\,058$.	
	I	Termwert	
2428.06	10	74 510	—
2676.05	10 R		
7510.97	6	19 928	—
5837.64	6		
4241.99	4	9 666	—
3650.89	3		
3634.75	2	5 729	—
3192.04	1		
3395.66	1	3 791	—
3006.02	0.5		
3270.35	0.5	2 664	—

Diffuse Serie des Goldspektrums.

$2\,^2P_2 = 33\,242$		$2\,^2P_1 = 37\,058$.	
	I	Termwert	
4811.82	5	12 457	
4792.79	8		12 377
4065.22	6		
3802.12	1	6 940	
3795.91	4		6 898
3320.32	2		
3471.92	1	4 439	
3467.19	3		4 399
3065.71	1		
3312.53	0.5	3 053	
3308.43	2		3 015
2940.87	1		
3225.92	0.5	2 239	
3222.19	1		2 207
2872.02	0.5		

Als letzter Beitrag zur Wellenlängenkenntnis sei Lowery [107] genannt. Er sucht im oft unterbrochenen Bogen die „Pollinien" heraus, d. h. die Linien, die im ersten Augenblick der Zündung sichtbar sind, aber verschwinden, wenn die Pole etwas weiter entfernt sind. Er unterscheidet 2 Klassen; zu Klasse 2 rechnet er die Linien, die nur sichtbar sind, wenn der Polabstand 1 mm ist, zu Klasse 1 diejenigen, die bis zum Abstand 3 mm bleiben. Es handelt sich wohl um Linien höherer Ionisierungsstufen. Die kurze Tabelle ist:

4599,4	1	4361,2	2	4227,3	1	3994,4	2
4597,2	1	4260,5	2	4171,9	2	3968,7	1
4467,3	1	4229,2	1	4027,3	1		

Au I. Die saubere Trennung der verschiedenen Goldspektren und ihre Ordnung ist noch nicht gelungen; nur für Au I sind Anfänge vorhanden. Im Bogen zeigt Gold ein sehr starkes Linienpaar 2675 und 2427, das schon lange als Paar der Hauptserie betrachtet wurde. Fowler gibt in seinem bekannten Buch über die Serien noch 3 Paare mit gleichen Schwingungsdifferenzen, die zu den beiden Nebenserien gehören werden. Eine erhebliche Erweiterung bringt Thorsen [102], der 5 bzw. 6 Glieder der beiden Nebenserien findet. Diese Einordnung ist vorstehend schon angeführt worden. Dann haben McLennan und McLay sich in 2 Arbeiten [113, 123] mit Au I beschäftigt, wobei sie vornehmlich die Absorbierbarkeit der Linien im Dampf und im Unterwasserfunken heranziehen; sie finden ein zweites Glied der Hauptserie und Kombinationen. Sie geben schließlich eine Liste der von ihnen eingeordneten Linien, worunter mehrere zum erstenmal gemessen wurden.

Tabelle 4. Au I nach [113, 123].

$1\,^2P_2-2\,^2S_1$	7510.74	5	$1\,^4F_4-5$	3207.74	4u
$1\,^2D_2-1\,^2P_1$	6278.18	4	$1\,^4F_4-5$	3194.73	4u
$1\,^4D_4-4$	5956.98	1u	$1\,^2D_2-2\,^2P_1$	3146.37	1
$1\,^2F_3-1$	5862.94	1u	$1\,^2D_3-1\,^2P_2$	3122.78	8
$1\,^2P_1-2\,^2S_1$	5837.40	4	$1\,^2D_3-1\,^2F_4$	3029.22	8u
$2\,^2P_2-3$	5721.26	0	$1\,^3F_4-5$	2891.96	4
$1\,^4D_4-2$	5655.76	1	$1\,^2D_2-23$	2883.46	5
$1\,^2F_3-2$	5261.82	1	$1\,^2D_3-1\,^4F_4$	2748.26	6
$2\,^2P_2-2$	5147.39	1	$1\,^2D_3-1\,^2D_3$	2700.90	4
$1\,^2D_2-1\,^2P_2$	5064.62	2u	$1\,^2D_2-b_{23}$	2688.72	4
$1\,^2P_2-2\,^2D_2$	4811.61	4u	$1\,^2S_1-1\,^2P_1$	2675.95	10 R
$1\,^2P_2-2\,^2D_3$	4792.60	8	$1\,^2D_3-1\,^2D_2$	2641.49	4
$1\,^2D_3-4$	4620.70	0	$1\,^2D_2-3\,^2P_1$	2590.06	4
$1\,^2D_2-3$	4607.35	4	$1\,^2D_2-3\,^2P_2$	2544.20	4
$1\,^4F_4-4$	4488.26	4	$1\,^2D_2-c_{23}$	2510.50	4
$1\,^2D_3-3$	4437.28	4	$1\,^2S_1-1\,^2P_2$	2427.98	10 R
$1\,^4F_4-3$	4315.11	1	$1\,^2D_3-1\,^4D_4$	2387.75	5
$1\,^2P_2-3\,^2S_1$	4241.84	2u	$1\,^2D_3-2\,^2P_2$	2376.25	4
$1\,^2D_3-2$	4084.14	1u	$1\,^2D_2-d_{23}$	2364.57	4
$1\,^2P_1-2\,^2D_2$	4065.08	6	$1\,^2D_3-1\,^2F_3$	2352.65	6
$1\,^2D_2-1\,^2D_3$	4040.95	2	$1\,^2D_3-23$	2129.46	2
$1\,^2D_2-1\,^2D_2$	4009.39	2	$1\,^2S_1-1\,^2D_2$	2126.62	2
$1\,^4F_4-4$	3897.88	4	$1\,^2D_3-b_{23}$	2021.40	3
$1\,^4D_4-5$	3889.45	1	$1\,^2S_1-2\,^2P_2$	1951.21	3
$1\,^4D_4-5$	3875.08	1	$1\,^2D_3-3\,^2P_2$	1938.52	2
$1\,^2P_2-3\,^2D_2$	3801.97	1	$1\,^2D_3-c_{23}$	1918.92	4
$1\,^2P_2-3\,^2D_3$	3795.90	4	$1\,^2S_1-2\,^2P_1$	1879.13	3
$1\,^2P_1-3\,^2S_1$	3650.74	3	$1\,^2D_3-d_{23}$	1833.26	2
$1\,^2D_2-2\,^2P_2$	3355.18	2	$1\,^2S_1-3\,^2P_1$	1665.52	1
$1\,^2P_1-3\,^2D_2$	3320.14	2	$1\,^2S_1-3\,^2P_2$	1646.50	2
$1\,^2D_2-1\,^2F_3$	3308.31	2			

McLennan und McLay geben auch eine lange Liste von Linien, die nach ihrer Berechnung im Ultrarot vorhanden sein müßten; es ist aber bisher keine von diesen Linien beobachtet worden.

Zur Vervollständigung der Tab. 4 muß schließlich noch eine Tabelle der Termwerte angeführt werden.

Term-Bezeichnung	Term-Wert	Term-Bezeichnung	Term-Wert	Term-Bezeichnung	Term-Wert
$1\,^2S_1$	0	$2\,^2P_2$	51231.0	$2\,^2P_2$	61951.5
$1\,^2D_3$	9160.8	$1\,^2F_3$	51653.1	$2\,^2D_3$	62033.9
$1\,^2D_2$	21434.8	$2\,^2P_1$	53208.3	$3\,^2S_1$	64742.4
$1\,^2P_1$	37358.6	a_{23}	56105.2	$3\,^2D_2$	67469.1
$1\,^2P_2$	41174.2	b_{23}	58616.2	$3\,^2D_3$	67510.9
$1\,^2F_4$	42163.0	c_{23}	61255.4	4	67810.8
$1\,^4F_4$	45536.7	d_{23}	63712.9	3	68704.6
$1\,^2D_3$	46174.5	$2\,^2S_1$	54484.8	2	70652.7
$1\,^2D_2$	47007.0	$3\,^2P_2$	60032.5	5	76731.5
$1\,^4D_4$	51028.4	$3\,^2P_2$	60728.2	5	76829.2

Sehr zahlreich sind die Untersuchungen über die Absorption der Linien. Es würde zu weit führen, die Tabellen einzeln anzugeben; es sollen vielmehr nur die Arbeiten genannt werden. Zumstein [117] benutzt Golddampf im erhitzten Kohlerohr; er findet nur die Linien 4793 und 4062. McLennan und McLay ([115] siehe auch [123]) verwenden den Unterwasserfunken, ebenso Allin und Ireton [126]. Fukuda [129] erzeugt Explosionen von dünnen Drähten bei 1 und 8 Atm. Druck, ebenso Hori [121]. Die Arbeit von Hori ist die ausführlichste. Er findet in Abs. die Linien 4793 und 4063 Å.

Loyarte und Williams [144a] messen einige Goldlinien in Absorption im Gebiet von 3122.78 — 2352.65 und geben dazu die Einordnung:

			λ	J	
×		0	3122.78	8	$1\,^2D_3 - 1\,^2P_2$
×		0	3029.22	8 v	$1\,^2D_3 - 1\,^2F_4$
		0	2748.26	6	$1\,^2D_3 - 1\,^4F_4$
		0	2700.90	4	$1\,^2D_3 - 1\,^2D_3$
×	‖	0	2675.95	10 R.	$1\,^2S_1 - 1\,^2P_1$
		0	2641.49	4	$1\,^2D_3 - 1\,^2D_2'$
×	‖	0	2427.98	10 R.	$1\,^2S_1 - 1\,^2P_2$
		0	2387.75	8	$1\,^2D_3 - 1\,^4D_4$
		0	2376.25	4	$1\,^2D_3 - 2\,^2P_2$
		0	2352.65	6	$1\,^2D_3 - 1\,^2F_3$

× In Absorption von Loyarte u. Williams [144a].
‖ Von Zumstein [117] beobachtet.
0 Von McLennan u. McLay [123] gefunden.

Hyperfeinstrukturen von Goldlinien werden von Frisch [143] und Ritschl [145] untersucht. Frisch untersucht die Goldlinie 2675.9 des Au I $6\,^2S_1 - 6\,^2P_1$ in vierter Ordnung, findet aber, daß die Linie keine Hyperfeinstruktur zeigt. Ritschl findet im Gegensatz zur Arbeit von Frisch eine deutliche Duplizität der Linien 2427 und 2675 Å, wobei die Aufspaltungen 0.221 bzw. 0.224 cm^{-1} betragen. Die Linien 4607,

4488 und 4437 sind sicher vierfach. Ferner zeigen die Linien 5655, 5261, 5147, 4315, 4081 und 4040 Å auch Aufspaltungen.

Ornstein und Sambursky [144b] schließen aus den Abweichungen der Übergänge zum Term $2\,^2P$ ($\lambda = 3815$) von der Summenregel mit Hilfe des Boltzmann-Faktors auf die Bogentemperatur. Für $2\,^2P—1\,^2S$ ($\lambda = 2676$ und 2428) sowie $2\,^2P—^2D$ ($\lambda = 6278$, 5064, 3122) ist das Intensitätsverhältnis 2:1 zu erwarten, bzw. 5:1. Das Experiment liefert Werte zwischen 0.6 : 1 und 0.85 : 1 bzw. 1.3 : 1 für Bogen zwischen Stäben aus einer 2prozentigen Legierung von Cu und Au oder Kohlebogen mit Goldchlorid. Mit der angebrachten Korrektur ergibt sich eine Bogentemperatur von etwa 6000° C. Die Linien $3\,^2S—2\,^2P$ ($\lambda = 4241$ und 3650) ergeben direkt den theoretischen Wert 2 : 1.

Unsere Kenntnis des Röntgenspektrums von Gold wurde durch zahlreiche Messungen erweitert. Die Ergebnisse von Hjalmar [99] und Lindberg [136] [144] lassen die Wellenlängenwerte der M-Reihe auf etwa 3 Stellen gesichert erscheinen. Lindberg findet eine größere Anzahl neuer Linien. Die Angaben Karchers [84] weichen von den obigen stark ab und sind infolge der ungenügenden Apparatur wahrscheinlich ungenau. Sie sollen daher nicht aufgeführt werden.

Tabelle 5. Au-Emission:

Messungen mit Kristallgitter. Wellenlängen in X E, bezogen auf Kalkspat: $d_{18^0 \atop n=\infty} = 3029{,}45$.

Übergänge		I [1])	Linienbezeichnung M-Serie	Hjalmar [99]	Lindberg [136]
M_{IV}	N_{II}		—	—	7507
M_V	N_{III}		—	—	7451
M_{IV}	N_{III}		—	—	7086
M_{III}	N_I	1	—	6264u	6241
M_V	N_{VI}		α_2	—	5842
M_V	N_{VII}	5	α_1	5831	5828
	—	2	α'	5812	5811
	—		α''	—	5794
M_V	O_{III}		—	—	5755
M_{IV}	$N_{VI, VII}$	4	β	5619	5612
	—		β'	—	5595
M_{III}	N_{IV}		—	—	5175
M_{III}	N_V	2	γ	5131	5135
M_{III}	O_I		—	—	4693
M_{III}	$O_{IV, V}$		—	—	4514
M_{II}	N_{IV}		—	—	4424
M_I	$N_{II, III}$		—	—	4291
	—		—	4230 [2])	—

Dauvillier [95], K. Lang [105], Friman [119] und Idei [139, 140] messen die L-Reihe neu, wobei Dauvillier und Idei besonders die schwächeren Linien

[1]) Die Intensitäten beziehen sich auf [99], wobei die Intensitätswerte von 5 bis 1 laufen und 5 die stärkste Linie darstellt.

[2]) Wahrscheinlich eine Fremdlinie.

untersuchen. Auger und Dauvillier [98] geben noch 2 schwache Linien s, t an, die sie als verbotene Übergänge identifizieren.

In der K-Serie machen Réchou [116] sowie Cork und Stephenson [118] neue Messungen mit einer Übereinstimmung auf 3 Stellen, während diese in der L-Reihe 3—4 Stellen beträgt.

Die Absorptionskanten der M-Reihe werden von Johnson [135] und Lindberg [136] aufgefunden, wobei die Übereinstimmung allerdings auf die erste Ziffer beschränkt ist. Diese Abweichungen können durch die in diesem Gebiet vorhandenen

Tabelle 5 Forts. (siehe S. 138 u. S. 140).

Übergänge	Linienbez. L-Serie	Dauvillier [89]	Lang[1]) [105]	Friman [119]	Idei [139, 140]
L_{III} M_I	l	—	—	—	1456.9
L_{III} M_{II}	t	1410.0[3])	—	—	—
L_{III} M_I	s	1384.1[3])	—	—	—
L_{III} M_{IV}	α_2	—	1285.29	1285.02	1268.6
L_{III} M_V	α_1	1272.8	1274.04	1273.77	— [2])
Funkenl.	α_3	1268.9	—	—	1268
L_{II} M_I	η	—	—	—	1211.3
L_{III} N_I	β_6	1108.7	—	—	1108.6
L_I M_{II}	β_4	1104.1	—	—	1104.2
L_{II} M_{IV}	β_1	1080.9	1081.38	1081.28	— [2])
L_{III} N_{IV}	β_{15}	1069.5	—	—	1069.7
L_{III} N_V	β_2	1067.5	1068.17	1068.01	— [2])
L_I M_{III}	β_3	1065.2	—	—	1065.50
Funkenl.	β_2'	1062.3	—	—	1062.8
Funkenl.	β_2''	1061.0	—	—	1061.2
L_{III} O_I	β_7	1047.2	—	—	1047.8
L_{III} $N_{VI,VII}$	β_7'	1045.3	—	—	1045
—	—	1041.2	—	—	—
L_{III} $O_{IV,V}$	β_5	1038.0	—	—	1038.30
—	—	1036.0	—	—	—
—	—	1031.6	—	—	—
—	—	1029.6	—	—	—
L_I M_{IV}	β_{10}	1025.4	—	—	1026.0
L_I M_V	β_9	1018.2	—	—	1018.8
L_{II} N_I	γ_5	953.3	—	—	953.6
L_{II} N_{IV}	γ_1	924.4[4])	924.97	924.61	—
L_{II} O_I	γ_1	907.5	—	—	907.9
L_I N_{II}	γ_2	901.6	—	—	902.5
L_{II} O_{IV}	γ_6	901.2	—	—	901.0
—	—	899.0	—	—	—
L_I N_{III}	γ_3	896.1	—	—	895.8
—	—	883.0	—	—	—
L_I $O_{II,III}$	γ_4	865.8	—	—	865.4

[1]) Relativ zu Cu K_{α_1} = 1537.30.
[2]) Frimansche Messungen als Bezugslinien.
[3]) Auger und Dauvillier [98].
[4]) Außerdem 920.1.

experimentellen Schwierigkeiten erklärt werden. Duane und Patterson [96], ferner Sandström [132] geben auf etwa 3 Stellen übereinstimmende Werte für die L-Absorptionskante an. Die gleiche Genauigkeit dürfte wohl auch die Neubestimmung der K-Kante durch Leide [112] beanspruchen.

Als letzte der unten stehenden Tabellen folgen die Werte der Röntgenniveaus nach Siegbahn, aus den Linienfrequenzen auf Grund des experimentellen Wertes der L_{III}-Absorptionskante berechnet.

Symons und Daley [138] untersuchen den Zeemaneffekt an allen Linien, welche McLennan und McLay als Au I angegeben haben. Sie können deren Ein-

Tabelle 5. Forts.

Übergänge	Linienbez. K-Serie	Réchou [116]	Cork u. Stephenson [118]
K—L_{II}	$K\alpha_2$	184.34	184.83
K—L_{III}	α_1	179.26	179.96
K—$M_{II, III}$	$\beta_{1,3}$	158.90	159.02
K—$N_{II, III}$	β_2	153.83	154.26

Au-Absorption:

	Johnson [135]	Lindberg [144]	Duane u. P. [96]	Sandström [142]
M_V Kante	5711	5529	—	—
M_{IV} ,,	5506	5330	—	—
M_{III} ,,	4677	4508	—	—
M_{II} ,,	4085	—	—	—
M_I ,,	3742	—	—	—
L_{III} ,,	—	—	1038.6	1038.2
L_{II} ,,		—	901.1	900.9
L_I ,,	(Leide [112])	—	861.3	862.2
K ,,	153.20	—	—	—

Tabelle der Röntgenniveaus nach Siegbahn[1]).

Röntgenniveau	K	L_I	L_{II}	L_{III}	M_I	M_{II}
Opt. Symbol	$1\,^2S_{1/2}$	$2\,^2S_{1/2}$	$2\,^2P_{1/2}$	$2\,^2P_{3/2}$	$3\,^2S_{1/2}$	$3\,^2P_{1/2}$
ν/R	5942	1057.1	1011.4	877.7	252.2	231.8

Röntgenniveau	M_{III}	M_{IV}	M_V	N_I	N_{II}	N_{III}
Opt. Symbol	$3\,^2P_{3/2}$	$3\,^2D_{3/2}$	$3\,^2D_{5/2}$	$4\,^2S_{1/2}$	$4\,^2P_{1/2}$	$4\,^2P_{3/2}$
ν/R	201.9	168.6	162.2	55.8	47.3	39.9

Röntgenniveau	N_{IV}	N_V	N_{VI}	N_{VII}	O_I	$O_{II, III}$	$O_{IV, V}$
Opt. Symbol	$4\,^2D_{3/2}$	$4\,^2D_{5/2}$	$4\,^2F_{5/2}$	$4\,^2F_{3/2}$	$5\,^2S_{1/2}$	$5\,^2P_{1/2,\,3/2}$	$5\,^2D_{3/2,\,5/2}$
ν/R	25.8	24.5	6.2	5.8	7.8	4.1	0

[1]) Spektroskopie der Röntgenstrahlen, 2. Aufl., 1931, p. 346.

ordnung im allgemeinen bestätigen, schlagen aber einige Änderungen vor, und geben neue Terme. Schließlich geben sie auch noch ein Verzeichnis von Linien, die sie für Au II-Linien halten.

Tabelle 6. Zeemaneffekt nach Symons und Daley [138].

Termübergang	λ	I	Z.-E. beob.	Z.-E. ber.
6p $^2P_2$—7s—$^2S_1$	7510.74	5	—	—
6s'' $^2D_2$—6p $^2P_1$	6273.18	5	(**0**), .83	(.07), .73, **.87**
6p'' $^4D_4$—6d'' $^4D_4$	5956.98	3	—	—
6p'' $^2D_3$—6d'' $^4D_3$	5862.94	1	—	—
6p $^2P_1$—7s $^2S_1$	5837.40	6	(.68), 1.31	(.67), 1.33
6p'' $^2P_2$—6d'' $^4D_3$	5721.26	0	—	—
6p'' $^4D_4$—6d'' $^4D_3$	5655.76	2	(0), 1.44	(.**03**, .09, .14), 1.28, 1.34, 1.40, 1.46, 1.51, **1.57**
6p'' $^2D_3$—6d'' $^4D_2$	5261.82	1	—	—
6p'' $^2P_2$—6d'' $^4D_2$	5147.39	1	—	—
6s'' $^2D_2$—6p $^2P_2$	5064.62	2	(.**79**), .57, 1.44, 1.68	(.27, **.80**), .53, **1.07**, 1.60
6p $^2P_2$—6d $^2D_3$	4811.61	3	(.72), .48, 1.02, 1.55	(.27, **.80**), .53, **1.07**, 1.6
6p $^2P_2$—6d $^2D_3$	4792.60	8	(**0**), 1.12	(.07, .20), **1.00**, 1.13, 1.27, 1.40
6p'' $^4F_3$—6d'' $^4D_4$	4620.70	0	—	—
6p'' $^4P_2$—6d'' $^4D_3$	4607.35	2	(**0**), 1.22	(.**18**, .54), **.83**, 1.19, 1.55, 1.92
6p'' $^4F_4$—6d'' $^4D_4$	4488.26	4	(.**50**), .99, 1.37, 1.69	(.10, .29, .48, **.67**), .76, .95, 1.14, **1.33**, 1.52, 1.72, 1.90
6p'' $^4F_3$—6d'' $^4D_3$	4437.28	1	(.**58**), .84, 1.34	(.17, .51, **.86**), .51, .86, 1.20, 1.54, 1.8
6p'' $^4F_4$—6d'' $^4D_3$	4315.11	4	(**0**), 1.25	(.**07**, .20, .33), .91, 1.04, 1.17
6p $^2P_2$—8s $^2S_1$	4241.84	2	6 Komp. mit gleicher Aufspaltung	(.33), **1.00**, 1.67
6p'' $^4F_3$—6d'' $^4D_2$	4084.14	2	(**0**), 1.07	(.**09**, .26), .77, .94, 1.12, 1.29
6p $^2P_1$—6d $^2D_2$	4065.08	8	(**0**), .87	(.07), .73, **.87**
6s'' $^2D_2$—6p'' $^4F_3$	4040.95	4	(0), 1.19	(.**11**, .34), .69, .91, 1.14, **1.37**
6s'' $^2D_2$—6p'' $^4P_2$	3909.39	2	(.**90**), 1.52	(.47, **1.40**), .33, **1.27**, 2.20
a—6d'' $^4D_4$	3897.88	7	(**6**), 1.26	—
6p'' $^4D_4$—6d'' $^4F_5$	3889.45	1	—	—
6p'' $^4D_4$—c	3875.08	1	—	—
6p $^2P_2$—7d $^2D_2$	3801.97	1	—	—
6p $^2P_2$—7d $^2D_3$	3795.90	4	Verbreitert, mit Hauptkomponente	(.**07**, .20), **1.00**, 1.13, 1.27, 1.40
6p $^2P_1$—8s $^2S_1$	3650.74	3	(.68), 1.33	(.67), 1.33
6s'' $^2D_2$—6p'' $^2P_2$	3355.18	2	.46	(.27, **.80**), .53, **1.07**, 1.06
6p $^2P_1$—7d $^2D_2$	3320.14	4	—	—
6s'' $^2D_2$—6p'' $^2D_3$	3308.31	4	(.**24**, .64), 1.46, **1.85**	(.**20**, .60), .60, 1.00, 1.40, 1.80
6p'' $^4F_4$—6d'' $^4F_5$	3204.74	3	(**0**), 1.28	(.**05**, .14, .24, .33), 1.00, 1.09, 1.19, 1.28, 1.38, 1.48, 1.57, **1.67**
6p'' $^4F_4$—c	3194.74	2	—	—
—	3146.37	1	—	—
6s'' $^2D_3$—6p $^2P_2$	3122.78	9	(**0**), 1.11	(.**07**, .20), **1.00**, 1.13, 1.27, 1.40
6s'' $^2D_3$—a	3029.22	8	(.**83**), 1.64	—
a—6d'' $^4F_5$	2891.96	1	—	—
6s'' $^2D_2$—6p'' $^4D_2$	2883.46	4	(.51)	(.20, **.60**), .60, **1.00**, 1.40
6s''	2748.26	8	(0), 1.33	(.20, .60), .60, **1.00**, 1.40

Termwert-Tabelle nach Symons und Daley [138].

Term	Term-Wert
$6s\,^2S_1$	74461.0
$7s\,^2S_1$	19976.2
$8s\,^2S_1$	9718.6
$6d\,^2D_3$	12509.5
$6d\,^2D_2$	12427.1
$7d\,^2D_2$	6991.9
$7d\,^2D_3$	6950.1
—	—
$6s''\,^2D_2$	53026.2
$6s''\,^2D_3$	65300.2

Term	Term-Wert
$6p\,^2P_1$	37102.2
$6p\,^2P_2$	33286.8
$7p\,^2P_2$	14428.5
$7p\,^2P_2$	13732.8
—	—
$6s\,^2S_1$	74461.0
$6p''\,^2P_2$	23231.1
$6p''\,^4P_2$	27454.0

Tabelle der g-Werte von Linien des Au I nach Symons und Daley [138].

j des Terms	g des Terms	Term	Term-Wert
2	1.14	$6p''\,^2P_2$	23230.1
2	1.36	$6p''\,^4P_2$	27454.0
3	1.23	$6p''\,^2D_3$	22807.9
2	1.14	$6p''\,^4D_2$	18355.8
3	1.15	$6p''\,^4D_3$	13205.6
4	1.35	$6p''\,^4D_4$	23432.6
3	0.97	$6p''\,^2F_3$	15844.8
3	0.96	$6p''\,^4F_3$	28286.5
4	1.27	$6p''\,^4F_4$	28924.3
—	—	a ($^4P_3$?)	23298.0
—	—	b	10748.4

Tabelle von Au II-Linien nach Symons und Daley [138].

Å		Zeemaneffekt (beob.)	
*5230.31	(1u	(0)	1.17
4902.27	(1)	(0)	0.86
*4052.80	(6)	(0)	1.05
*4016.07	(5)	(0)	1.05
3915.86	(1)		1.08
3874.68	(1)	(0)	1.09
*3803.99	(6)	(0)	1.33
*3633.25	(4)	(0)	1.19
3607.50	(1u)	(0)	1.34
3553.56	(3)	1.41 (0)	1.28
3586.70	(5)	(0)	1.08
*3122.50	(5)	(0)	1.19
3034.13	(1)	(0)	1.22
*2990.26	(5)		0.86
*2913.51	(10)	(0)	1.19

* Von McLennan und McLay als Au II-Linien eingeordnet.

Fujioka und Nakamura [128] untersuchen den Starkeffekt an einigen Goldlinien, während Kimura [100] schon früher einen Starkeffekt bei 3 Linien beobachtet hatte.

Tabelle 7. Starkeffekt an Goldlinien nach [100].

λ	p-Komp.	s-Komp.		10^{-4} V/cm
3796.15	— 1.61	— 1.57	— 0.52	2.1
4084.31	— 0.05	+ 0.04		3.0
4128.80	+	+		(diffus

— = Verbreiterung nach violett, + = V. nach rot.

Starkeffekt an Goldlinien nach [128].

Serie	λ beob. Å	n-Komp. Å.	I	p-Komp. Å.	I	E 10^4 V/cm
$2\,^2P_2—4\,^2D_2$	3801.97	—	0	+ 1.0	1	4.7
$2\,^2P_2—x'$	3799.8	+ 0.6	1	+ 1.1	1	4.7
$2\,^2P_2—4\,^2D_3$	3795.90	— 1.8 — 2.7	2 0.5	— 2.8	2	4.7
$2\,^2P_1—4\,^2D_2$	3320.15	+ 0.9	2	+ 0.8	2	4.6
$2\,^2P_1—4\,x''$	3317.5	— 0.3	1	— 0.5	1	4.6

Goldterme (cm^{-1}) [128] Δ bei 20000 V/cm

		$2\,^2P_1$ Übergang		$2\,^2P_2$ Übergang	
		n-Komp.	p.-Komp.	n-Komp.	p-Komp.
$4\,d_1$	6950.1	— 5.3	— 8.2	—	—
4 f { x''	6967.0	—	—	— 1.2	— 2.0
4 f { x'	6977	1.8	+ 3.2	—	—
$4\,d_2$	6991.9	—	+ 2.9	+ 3.5	+ 3.2

Bandenspektra. Hulthén und Zumstein [122] finden zwei neue AuH-Banden mit je einem P- und R-Zweig, mit Bandenköpfen bei 3298.1 und 3170.0 Å. Im kurzwelligen Ultraviolett finden sie die Banden 2773.9, 2612.3 und 2511.7. Beide entsprechen einem $^1\Sigma \longleftrightarrow {}^1\Sigma$-Übergang. Zur Unterscheidung der beiden hat die langwellige die Bez. $^1\Sigma^* \longleftrightarrow {}^1\Sigma$, die kurzwellige $^1\Sigma^{**} \longleftrightarrow {}^1\Sigma$. Beide haben denselben Endterm. Die Kantenformel des Systems $\Sigma^* \longleftrightarrow \Sigma$ lautet:

$$\nu\,(v'\,v'') = 27342.1 + (1630\,v' - 79\,v'^2) - (2249.4\,v'' - 34.0\,v''^2).$$

Als Kantenschema geben die Verfasser die folgende Tabelle (8):

v''	v' = 0	1	2	3	v_1' = 0	1
0	3652 (27 342)	3457 (28 894)	3298* (30 291)	3170* (31 523)	2612* (38 230)	2511* (39 778)
1	3973 (25 127)	3745 (26 679)			2773* (36 014)	
2	4339 (22 980)	4068 (24 530)				
3		(4436) (22 452)				

* Neue Banden, die nicht in Emission gefunden wurden.

Für den Kernabstand r und die Schwingungsfrequenz (ω) des normalen und angeregten Zustandes des AuH finden die Verfasser:

$$r_2 = 1.56 \cdot 10^{-8}\ \mathrm{cm}, \qquad \omega_2 = 2256\ \mathrm{cm}^{-1}$$
$$r_1 = 1.72 \qquad \omega_1 = 1626$$
$$r_1' = 1.74 \qquad \omega_1' = 1600 \quad .$$

Ferguson [131] bespricht das Spektrum des Goldchlorids. $AuCl_3$ wird in einem Strom aktiven Stickstoffs nach der Methode von Strutt und Fowler (Proc. Roy. Soc. A. **86**, p. 105 (1911) und von Mulliken (Phys. Rev. (2) **26**, p. 1 (1925) im Gebiet von 7000 bis 2000 Å untersucht und dabei die folgenden rotabschattierten Banden gefunden. (Disp. 28 Å pro mm im Grünen). Die folgende Tabelle gibt die gefundenen Banden; die Isotopenziffern beziehen sich auf Cl.

Außer den Banden erscheinen auf den Aufnahmen noch die Goldlinien 4792.6, 3122.8, 3029.2, 2748.3, 2776.0, 2641.5, 2428.0, 2352.7.

Tabelle 9. Bandenspektrum von Goldchlorid nach [131]:

n′	n″	I	$AuCl_{35}$ Å	1	$AuCl_{37}$ Å
2	0	1	5075.0	—	—
3	1	00	5094.1	—	—
1	0	4	5155.90	—	—
2	1	000	5175.6	—	—
0	0	5	5240.02	—	—
1	1	0	5260.6	—	—
2	2	0	5278.4	—	—
0	1	5	5346.65	5	5344.4
1	2	0	5365.6	—	—
0	2	4	5456.76	1	5451.1
1	3	2	5476.01	0	5470.1
2	4	0	5495.4	—	—
0	3	2	5570.4	0	5562.1
1	4	2	5590.20	0	5581.6
2	5	1	5609.5	00	5601.6
3	6	00	5630.0	—	—
1	5	00	5706.8	—	—
2	0	1	5041.74	1	5046.6
3	1	0	5061.4	—	—
1	0	4	5121.95	00	5123.4
2	1	0	5140.8	—	—
0	0	5	5205.53	—	—
1	1	000	5223.2	—	—
0	1	5	5310.61	1	5308.24
1	2	1	5329.0	000	5326.7
0	2	3	5419.43	1	5414.2
1	3	2	5437.56	0	5431.8
0	3	1	5531.67	00	5523.0
1	4	1	5549.89	0	5541.1

Bandenanalyse: Die in der oben stehenden Tabelle zusammengestellten Banden gehören zweifellos dem AuCl an. Die $AuCl_{35}$-Banden konnten in 2 Systeme A und B eingeordnet werden. Alle beobachteten Banden können innerhalb der experimentellen Fehlergrenze durch die folgenden Formeln wiedergegeben werden:

A. $AuCl_{35}: r = 19113.8 + 312.0\,(n' + 1/2) - 382.8\,(n'' + 1/2) - 0.70\,(n' + 1/2) + 1.30\,(n'' + 1/2)^2$

$AuCl_{37}: r = 19113.8 + 304.8\,(n' + 1/2) - 373.9\,(n'' + 1/2) - 0.67\,(n' + 1/2) + 1.24\,(n'' + 1/2)^2.$

B. $AuCl_{35}: r = 19238.3 + 316.3\,(n' + 1/2) - 382.8\,(n'' + 1/2) - 1.45\,(n' + 1/2) + 1.30\,(n'' + 1/2)^2$

$AuCl_{37}: r = 19238.3 + 309.0\,(n' + 1/2) - 373.9\,(n'' + 1/2) - 1.38\,(n' + 1/2) + 1.24\,(n'' + 1/2)^2.$

Der Isotopie-Effekt von Gold (197, 199) wird von Ferguson [131] kurz behandelt.

Der Raman-Effekt von Goldchlorid wird von Krishnamurti [141] untersucht. Der Verfasser kann jedoch keine Ramanfrequenzen für Goldchlorid feststellen.

Abgeschlossen am 8. Dezember 1931.

Bor ($B = 10.82$; Isotopen: B^{10} u. B^{11}; $Z = 5$).

Literatur.

[47] A. de Gramont, Sur la recherche spectrale du bor. Bull. Soc. Franç. de Minéral. (1921).

[48] A. H. Hughes, Characteristic X-rays from boron and carbon. Phil. Mag. (6) **43** p. 145—161 (1922); Trans. Canada (3) **15** Part. III p. 1—5 (1921).

[49] F. L. Mohler and P. D. Foote, Soft X-rays from arcs in vapors. J. Opt. Soc. Amer. **5** p. 328—333 (1921).

[50] A. de Gramont, Raies ultimes et séries spectrales. C. R. **175** p. 1025—1030 (1922).

[51] J. Holtsmark, Über die charakteristische Röntgenstrahlung von Kohle und Bor. Phys.Zs. **23** p. 252—253 (1922).

[52] J. C. Mc Lennan and Miss M. L. Clark, On the excitation of characteristic X-rays from light elements. Proc. Roy. Soc. A **102** p. 389—410 (1922).

[53] F. L. Mohler and P. D. Foote, The beginning of the K and L series of X-rays. Phys. Rev. (2) **19** p. 434—435 (1922).

[54] J. Holtsmark, Über die charakteristische Röntgenstrahlung der ersten Elemente. Phys. Zs. **24** p. 225—230 (1923).

[55] R. S. Mulliken, The vibrational isotope effect in the bandspectrum of boron nitride. Science **58** p. 164—166 (1923).

[56] J. S. Bowen and R. A. Millikan, The series spectra of the stripped boron atom (B III). Phys. Rev. (2) **23** p. 664 (1924); Proc. Nat. Acad. **10** p. 199—203 (1924).

[57] J. S. Bowen and R. A. Millikan, The fine structure of the nitrogen, oxygen and fluorine lines in the extreme ultraviolet. Phil. Mag. (6) **48** p. 259—264 (1924).

[58] W. Jevons, The band spectrum of boron nitride. Nat. **113** p. 744 (1924); Naturw. **12** p. 860 (1924).

[59] W. Jevons, The band spectra of the oxide and nitride of boron. Nat. **113** p. 785 (1924).

[60] W. Jevons, On the band-spectra of silicon oxide and chloride, and chloride of carbon, boron and aluminium. Proc. Roy. Soc. A **106** p. 174—194 (1924).

[61] M. Levi, On the characteristic X-rays from light elements. Trans. Canada (3) **18** Part III p. 159—176 (1924).

[62] R. A. Millikan and J. S. Bowen, Extreme ultraviolet spectra. Phys. Rev. (2) **23** p. 1—34 (1924).

[63] R. S. Mulliken, The band spectrum of silicon nitride and the isotopes of silicon. Phys. Rev. (2) **23** p. 554 (1924).

[64] R. S. Mulliken, Isotope effect in the band spectra of boron monoxide and silicon nitride. Nat. **113** p. 423 (1924).

[65] R. S. Mulliken, The band spectrum of boron monoxide. Nat. **114** p. 349 (1924).

[66] J. S. Bowen and R. A. Millikan, Relation of PP′ group in atoms of the same electronic structure. Phys. Rev. (2) **26** p. 150—164 (1925).

[67] J. S. Bowen and R. A. Millikan, Series spectra of two-valence electron atoms of boron (B II) and carbon (C III). Phys. Rev. (2) **26** p. 310—318 (1925).

[68] R. S. Mulliken, Isotope effect in band spectra. Phys. Rev. (2) **25** p. 119—139 (1925). Theorie.

[69] R. S. Mulliken, The isotope effect in band spectra, II: The spectrum of boron monoxide. Phys. Rev. (2) **25** p. 259—294 (1925).

[70] R. S. Mulliken, A new system of bands in the spectrum of boron monoxide. Phys. Rev. (2) **25** p. 239—240 (1925).

[71] M. F. Holweck, La spectroscopie des radiations intermédiaires entre la lumière et les rayons X. J. de Phys. et le Radium (6) **7** p. 37 S—38 S (1926).

[72] M. F. Holweck, Potentiels critiques K des atomes légers. C. R. **182** p. 779—781 (1926).

[73] M. F. Holweck, Spectrométrie de la série K des éléments légers. Discontinuité K du fluor. C. R. **183** p. 48—51 (1926).

[74] J. S. Bowen, Series spectra of boron, carbon, nitrogen, oxygen and fluorine. Phys. Rev. (2) **29** p. 231—247 (1927); Proc. Phys. Soc. **39** p. 150—160 (1927).

[75] A. Dauvillier, La spectrographie des rayons X de grande longueur d'onde. Séries N et O, et jonction avec l'ultraviolet extrême. J. de Phys. et le Radium (6) **8** p. 1—12 (1927).

[76] F. A. Jenkins, Structure and isotope effect in the α-bands of boron monoxide. Phys. Rev. (2) **29** p. 921 (1927).

[77] F. A. Jenkins, The structure of certain bands in the visible spectrum of boron. Proc. Nat. Acad. **13** p. 496—503 (1927).

[78] G. W. Kellner, Die Grundterme des einfach ionisierten Lithiums nach der Schrödingerschen Theorie. Zs. f. Phys. **44** p. 110—112 (1927).

[79] Hantaro Nagaoka, Daizo Nukiyama and Fetsugaro Futagami, Instantaneous spectrograms of boron, aluminium and thallium. Proc. Imp. Acad. Tokyo **3** p. 330—333 (1927).

[80] R. A. Sawyer, Das Bor-Bogenspektrum. Naturw. **15** p. 765—766 (1927).

[81] R. A. Sawyer and F. R. Smith, On the spectra of boron. J. Opt. Soc. Amer. **14** p. 287—303 (1927); Phys. Rev. (2) **29** p. 357 (1927).

[82] J. Thibaud et A. Soltan, Mesures spectrographiques dans le domaine intermédiaire (séries K, L, M, N). C. R. **185** p. 642—644 (1927).

[83] J. Thibaud et A. Soltan, Recherches spectroscopiques dans le domaine intermédiaire. J. de Phys. et le Radium (6) **8** p. 484—494 (1927).

[84] Seth. B. Nicholson and N. G. Perrakis, Evidence of boron in the sun. Astroph. Journ. **68** p. 327—334 (1928).

[85] M. Söderman, Die K-Strahlung der leichtesten Elemente (Al bis Be). Zs. f. Phys. **52** p. 795—807 (1928).

[86] M. J. Thibaud, Beugung der Röntgenstrahlen durch Liniengitter. Spektrographie des Zwischengebietes. Phys. Zs. **29** p. 241—261 (1928).

[87] M. J. Thibaud, Diffractions des rayons X par les résaux lignés. Spectrographie du domaine intermédiaire. J. de Phys. et le Radium (6) **9** p. 10 S—12 S (1928).

[88] C. B. Bazzoni, L. J. Faust and B. B. Weatherby, The fine structure and satellites of the K_α-lines of the light elements. Phys. Rev. (2) **33** p. 1101 (1929).

[89] Bengt Edlén and Algot Ericson, Vacuum spark spectra in the extreme ultraviolet down to 100 Å. Nat. **124** p. 688—689 (1929).

[90] Seth. B. Nicholson and N. G. Perrakis, Remarques sur la constitution de l'atmosphère solaire et identification du bore dans les taches. J. de Phys. et le Radium (6) **10** p. 49—51 (1929).

[91] E. W. H. Selwyn, Arc spectra in the region λ 1600—2000. Proc. Phys. Soc. London **41** p. 392—403 (1929).

[92] W. Brannbeck, Berechnung der Röntgen-K-Terme der leichtesten Elemente. Zs. f. Phys. **63** p. 154—167 (1930).

[93] B. Edlén et A. Ericson, Sur le spectre d'étincelle condensée dans l'ultraviolet extrême jusqu'à 88 Å. C. R. **190** p. 116—118 (1930).

[94] A. Ericson und B. Edlén, Serienspektra der leichtesten Elemente im extremen Ultraviolett. Zs. f. Phys. **59** p. 656—679 (1930).

[95] A. Elliott, Analysis of the β-bands of boron monoxide. Proc. Amsterd. **33** p. 644—648 (1930).

[96] A. Elliott, Isotope effect in the spectrum of boron monoxide. Intensity measurement and structure of the β bands. Nat. **126** p. 203—204 (1930).

[97] A. Elliott, Determination of the abundance ratios of isotopes from band spectra. Nat. **126** p. 845—846 (1930).

[98] Lawrence Y. Faust, Fine structure of the K radiation of the lighter elements. Phys. Rev. (2) **36** p. 161—172 (1930).

[99] Werner Scheib, Über das Spektrum des Bormonoxyds. Zs. f. Phys. **60** p. 74—108 (1930).

[100] M. Söderman, Some precision measurements in the soft X-ray region. Phil. Mag. (7) **10** p. 600—616 (1930).

[101] M. Söderman, Structure of K radiation from C, B and Be. Phys. Rev. (2) **36** p. 1414—1415 (1930).

[102] M. Söderman, Die Struktur der K-Strahlung im ultraweichen Röntgengebiet. Zs. f. Phys. **65** p. 656—661 (1930).

[103] G. Stenwinkel, Determination of the abundance ratios of isotopes from band spectra. Nat. **126** p. 649 (1930).

[104] J. M. Cork, X-ray wave length change by partial absorption. Phys. Rev. (2) **37** p. 1555—1558 (1931).

[105] Bengt Edlén, Vacuum spark spectra to 40 Å. The spectra of Be III, Be IV, B IV, B V and C V. Nat. **127** p. 405—406 (1931).

[106] Bengt Edlén, Singlets of the two-electron spectra. Nat. **127** p. 744 (1931).

[107] Bengt Edlén, Das zweite Funkenspektrum des Bors, B III, im Gebiet 5000—2000 Å. Zs. f. Phys. **72** p. 763—766 (1931).

[108] Bengt Edlén, Das Zweielektronenspektrum des Bors, B II, und irreguläre Dubletts der Serie Be I bis O V. Zs. f. Phys. **73** p. 476—481 (1931).

[109] A. Elliott, Bestimmung des Isotopenverhältnisses durch Intensitätsmessung im Bormonoxydspektrum. Zs. f. Phys. **67** p. 75—88 (1931).

[110] W. Lochte-Holtgreven und W. S. van der Vleugel, Über ein Bandenspektrum des Borhydrids. Zs. f. Phys. **70** p. 188—204 (1931).

[111] W. Lochte-Holtgreven und W. S. van der Vleugel, Bands in the spectrum of boron hydride. Nat. **127** p. 235—236 (1931).

[112] R. F. Platon und G. M. Almy, Boron hydride bands. Phys. Rev. (2) **37** p. 1710 (1931).

Wohl bei keinem anderen Element ist eine so schnelle Entwicklung der Kenntnisse zu finden, wie bei Bor. Vor 10 Jahren waren etwa 15 Linien von verschiedenen Beobachtern angegeben, aber bei $^2/_3$ davon war der Ursprung unsicher. Heute sind mehr als 80 Linien nicht nur sicher bekannt, sondern auch eingeordnet bei 5 Ionisationsstufen; daneben ist noch mindestens die gleiche Zahl von Linien angegeben, deren Ursprung von Bor aber sehr unsicher scheint.

B I. Die einzigen früher vollkommen sichern Linien von B bildeten ein enges Paar bei λ 2498, welches fast mit derselben Häufigkeit in allen möglichen Spektren auftrat, wie etwa die D-Linien. Es ist daher sehr oft als Verunreinigung gemessen; die Wellenlängen sind sehr genau bekannt. Mittelwerte sind: λ 2497.733 und λ 2496.778. Schon Rydberg vermutete, daß dies das erste Glied der Hauptserie und der scharfen Nebenserie sei. Dann bemerkte Catalán [41], daß bei λ 2090 ein zweites Paar mit der gleichen Schwingungsdifferenz liege, Bowen und Millikan [56, 73] fügten ein drittes hinzu. Dann folgten Sawyer [80] und Selwyn [91], so daß jetzt 8 Glieder der Serie bekannt zu sein scheinen. — Das ist aber auch alles, was wir von B I kennen. In Tab. 1 folgen diese Angaben. Tab. 1a gibt die Terme von B I. Als Ionisationspotential wird 8.05 Volt gegeben.

Tabelle 1. B I.

E	Kombination		Bowen [74]		Bowen u. Millikan [56]	Sawyer [80]		Selwyn [91]	
[1]) S	$2\ {}^2P_2 - 3\ {}^2S$	2498	48		—	8.48	15	—	
S	$2\ {}^2P_1 - 3\ {}^2S$	97	53		—	7.53	10	—	
Sw	$2p\,{}^2P_2 - 2p'\,{}^2D_3$	2090	25	3	0.29	0.25	12	89.57	10u
Sw	$2p\,{}^2P_1 - 2p'\,{}^2D_2$	89	59	3	0.60	9.59	8	88.84	9u
Sw	$2p\,{}^2P_2 - 3d\,{}^2D_{32}$	1828	42	2	6.41	6.42	4	26.52	9u
Sw	$2p\,{}^2P_1 - 3d\,{}^2D_2$	25	89	1	5.87	5.89	5	25.97	8u
Sw	$2p\,{}^2P_2 - 4s\,{}^2S_1$	18	—		—	8.43	2	18.41	6
Sw	$2p\,{}^2P_1 - 4s\,{}^2S_1$	17	—		—	7.93	1	17.90	5
Sw	$2p\,{}^2P_2 - 4d\,{}^2D_{32}$	1667	—		—	7.13	4	67.42	3u
Sw	$2p\,{}^2P_1 - 4d\,{}^2D_2$	66	—		—	6.74	2	66.99	2u
Sw	$2p\,{}^2P_2 - 5s\,{}^2S_1$	63	—		—	—		63.07	2
Sw	$2p\,{}^2P_1 - 5s\,{}^2S_1$	62	—		—	—		62.62	1
Sw	$2p\,{}^2P_{21} - 5d\,{}^2D_{32}$ }	00	—		—	0.68	1	00.91	1u
S	$2\ {}^2P_2 - 5\ {}^2D_i$ }		—		—				
S	$2\ {}^2P_1 - 5\ {}^2D_i$	00	—		—	0.28	0	00.28	0u
Sw	$2p\,{}^2P_{21} - 6d\,{}^2D_{32}$	1566	—		—	—		66.64	1u

[1]) S bedeutet Einordnung nach Sawyer [23]; Sw Einordnung nach Selwyn [28].

Tabelle 1a.
Terme von B I. [91].

$2p\,{}^2P_1$	66840	$3s\,{}^2S_1$	26800	$3d\,{}^2D_{32}$	12075
$2p\,{}^2P_2$	66824	$4s\,{}^2S_1$	11831	$4d\,{}^2D_{32}$	6851
		$5s\,{}^2S_1$	6694	$5d\,{}^2D_{32}$	4359
$2p'\,{}^2D_{32}$	18983			$6d\,{}^2D_{32}$	2993

B II. Es war von vornherein klar, daß der Schlüssel für die Borspektra im Schumanngebiet liege. Nachdem Millikan [46] die durch Schumann eingeleitete, durch Lyman fortgebildete Spektralphotographie im Vakuum durch Einführung des „hot-spark“ vervollkommnet hatte, fand er gleich 3 Borlinien im kurzwelligen Gebiet, — wie wir heute wissen, eine Linie von B III, zwei von B II. Und damit beginnt die Entwicklung. In [62] geben Millikan und Bowen schon eine große Anzahl von Linien, in [66] wird die PP′-Gruppe für B II hinzugefügt, in [67] werden Serien von Tripletts und Singuletts gebracht, und damit die Struktur des Spektrums scheinbar völlig geklärt.

Im Anschluß an diese Arbeiten geben Sawyer und Smith [81] eine lange Liste von Borlinien zwischen $\lambda\lambda$ 4940 und 2355, von welchen sie 24 bei B II einordnen zu können glauben.

Nun beginnt aber ein neuer Aufschwung in der Untersuchung des Schumanngebietes; in Upsala werden Glasgitter geteilt und in streifender Inzidenz benutzt; es entstehen so ausgezeichnete Spektralphotographien und so kurze Wellenlängen werden erreicht, daß es für jemand, der vor 40 Jahren die ersten Versuche Schumanns miterlebte und selbst auf diesem Gebiete tätig war, ebenso überraschend wie erfreuend

ist. Die Untersuchungen sind von Edlén und Ericson ausgeführt. In den ersten Arbeiten [89, 93, 94] werden nur Einzelheiten angegeben, die sich auf B III, auf die Singulettserie von B II, auf Linien von B IV und B V beziehen, dann aber folgen zwei Arbeiten von Edlén, die sich eingehend mit Bor beschäftigen. In [108] wird das Spektrum von B II behandelt zwischen $\lambda\lambda$ 6000 und 700. Edlén erzeugt das Spektrum durch Funken, die zwischen Elektroden aus Beryll übergehen; in die untere Kathode ist eine Höhlung gemacht und diese mit Borsäureanhydrid gefällt. Dann erhält man nur Linien von B, Be und O, von Verunreinigungen nur geringe Spuren. Edlén findet 60 Linien, die sicher zu B gehören. — Bei der Klassifizierung geht er natürlich von Bowen und Millikan aus; er kann deren sämtliche Tripletts bestätigen und neue hinzufügen. Dagegen ist deren Singulettserie nicht richtig, bis auf eine Linie, die Resonanzlinie; statt dessen gibt er eine neue Singulettserie, die von $\lambda\lambda$ 6081 bis 693 reicht. Im ganzen sind in B II 42 Linien eingeordnet. Die Angaben von Sawyer und Smith [81] lehnt er durchaus ab; da von deren zahlreichen Linien bei ihm überhaupt nur 4 erscheinen, bezweifelt er überhaupt die Zugehörigkeit zu Bor, es seien alles Verunreinigungen.

In Tab. 2 sind alle Messungen für B II zusammengestellt, auch die Linien von Bowen und Millikan und von Sawyer und Smith, welche Edlén für falsch erklärt.

Es ist aber dazu zu bemerken, daß wir von ihnen nicht wissen, ob sie überhaupt zu Bor gehören, und wenn das der Fall sein sollte, ob sie zu B II gehören. Denn diese Bezeichnung ist nur auf Grund der Tatsache gewählt, daß die Beobachter sie in das Spektrum von B II einordnen zu können glaubten. — Es sind noch ein paar Linien, die Selwyn [91] gemessen hat, hinzugefügt. Tab. 2a gibt die Termwerte von B II. Als Ionisationspotential von B II gibt Edlén: 25.007 Volt.

Tabelle 2. B II.

Kombinationen [41]		Edlén [107]	Bowen u. Millikan [67]	Sawyer u. Smith [81]	Selwyn [91]
$2p2p\,^1S$— $3\,^1P$	6081	0 2	—	—	
$3\,^1D$ $4\,^1F$	4940	64 3	—	40.87 1	
	4849	—	—	49.6 0	
	29	—	—	29.0 0	
$3\,^3D$ — $4\,^3P$	4784	29 2	—	—	
	61	—	—	61,4 0	
$3\,^3P_2$ — $4\,^3S$*	4472	82 3	74.08 1	72.70 3	
$3\,^3P_{01}$— $4\,^3S$*	72	08 2	73.37 1	71.97 2	
	4311	—	—	11.9 2	
	4290	—	—	90.90 0	
	14	—	—	14.17 0	
$3\,^1P$ — $4\,^1S$	4194	82 2	—	—	
$3\,^3D$ — $4\,^3F$*	21	95 7	22.99 6	21.68 10	
$2\,^1P$ —$2p2p\,^1D$	3451	41 10	52.33 10	51.22 25	
$3\,^3P_2$ — $4\,^3D$	3323	61 3	—	23.34 3	
$3\,^3P_{01}$— $4\,^3D$	23	20 2	—	—	
	3260	—	—	60.74 3	

Kombinationen [47]		Edlén [107]		Bowen u. Millikan [67]		Sawyer u. Smith [81]		Selwyn [91]	
$3^3D - 2p3s^3P_0$	3225	27	0	—		—			
$3^3D - 2p3s^3P_1$	24	25	1	—		—			
$3^3D - 2p3s^3P_2$	22	08	2	—		—			
$3^1P - 4^1D$	3179	34	2	—		—			
	36	—		—		36.85	1		
	35	—		—		35.64	1		
	02	—		—		02.09	2		
$3^1D - 2p3s^1P$	3032	28	3	—		—			
	2981	—		—		81.53?	1		
$3^3D - 5^3F$*	18	07	2	18.98	2	18.15	1		
$3^3P_2 - 5^3S$	2709	00	1	—		—			
$3^3P_{01} - 5^3S$	08	73	0	—		—			
	2652	—		—		52.81	1		
	52	—		—		52.58	1		
	2566	—		—		66.40	1		
	66	—		—		66.26	3		
	15	—		—		15.06	2		
$3^3D - 6^3F$	10	54	0	—		—			
$3^3P_2 - 5^3D$	2459	91	1	—		—			
$3^3P_{01} - 5^3D$	59	70	3	—		—			
	32	—		—		32.29	5		
$2p2p^1D - 3^1P$	2395	06	5	—		—			
$3^3S - 4^3P$	93	23	1	—		—			
	63	—		—		63.88	3		
$3^1D - 2p3d^1F$	23	02	1	—					
$3^1P - 2p3p^1D$	2220	31	2	—					
	λ vac.			—					
$2^1P - 2p2p^1S$	1842	—		42.83	5			42.85	1
	1642	80	3	—				—	
$2^3P_2 - 2p2p^3P_1$*	24	37	4	24.46	4			24.38	0
$2^3P_1 - 2p2p^3P_0$*	24	16	4	24.25	4			—	
$2^3P_{21} - 2p2p^3P_{21}$*	23	99	5	24.08	5			24.06	3
$2^3P_0 - 2p2p^3P_1$*	23	77	4	23.86	4			—	
$2^3P_1 - 2p2p^3P_2$*	23	57	4	23.66	4			23.61	1
	1378	—		78.95	3				
$2^1S - 2^1P$*	62	46	5	62.46	8				
$2^1P - 3^1D$	1230	16	2	—					
$2^3P_2 - 3^3S$*	1082	06	2	82.10	3				
$2^3P_{01} - 3^3S$*	81	85	2	81.88	3				
$2p2p^1D - 2p3d^1F$	48	67	0	—					
$2p2p^3P - 2p3d^3D$	984	65	1	—					
$2^3P_2 - 3^3D$*	882	67	2	82.69	3				
$2^3P_{01} - 3^3D$*	82	54	2	82.55	2				
$2^1P - 2p2p^1D$	64	08	0	—					
$2^3P - 4^3D$*	731	37	1d	31.46	0				
$2^1S - 3^1P$	693	94	2	—					

Tabelle 2a.

Tripletterme in B II [107].

3S	73122.1	$3P_{01}$	58900.0	4F	27992.5	$3p3sP_0$	21249.8
4S	36545.3	P_2	58896.3	5F	17986.8	P_1	21240.0
5S	21993.2	4P	31350.3	6F	12426.0	P_2	21219.1
		5P	19561.3				
$2P_0$	165561.4			$2p2pP_0$	103984.7	2p3dD	2410.4
P_1	165555.0	3D	52246.0	P_1	103976.3		
P_2	165538.6	4D	28817.1	P_2	103962.3		
		5D	18256.6				

Singuletterme in B II [107].

2S	202646.0	2P	129249.3	4F	27724.5	2p3sP	14990.2
3S	[66.700]	3P	58544.0				
4S	34711.8			2p2pS	74984.0	2p3pD	13519.4
		3D	47959.1	2p2pD	100283.9		
		4D	27100.0			2p3dF	4925.0

B III. Auch für dieses Spektrum haben Bowen und Millikan [56] das Fundament gelegt, indem sie die Linien 2S—2P, 3D—4F, 4F—5G und im Schumanngebiet 2P—3S, 2P—3D identifizierten. Darauf weiterbauend haben Ericson und Edlén [94] und namentlich Edlén [107] das Spektrum weiter aufklären, die Termtabelle vervollständigen können, so daß jetzt 19 Linien eingeordnet sind. Auch Sawyer und Smith [81] glauben Kombinationen zu finden, doch erklärt Edlén sie für falsch. — Als Ionisationspotential für 2S gibt Edlén 37.752 Volt.

Es folgt die Tabelle, in welcher außer den von Edlén eingeordneten Linien auch die von Sawyer und Smith aufgeführt sind, und solche, die Bowen und Millikan

Tabelle 3. B III.

Kombinationen		Edlén [107]		Bowen u. Millikan [56]		Sawyer u. Smith [81]	
4P —5S	4918	63	0	—		—	
	4677	—		—		77.9	2
4D —5P	32	09	1	—		—	
4F —5G[1])	4497	58	10	99.0	2	97.71	5
4D —5F	87	46	5	—		—	
	4311	—		—		1.9	2
4P —5D	4243	60	3	—		—	
4S —5P	3567	43	1	—		—	
4F —6S	2914	75	0	—		—	
4D —6F	10	10	0	—		—	
	2267	—		—		67.0	
	66	—		—		66.4	
$3P_{\frac{3}{2}}$—4S	34	63	3	—		—	
$3P_{\frac{1}{2}}$—4S	34	12	2	—		—	
3D —4P	2137	86	0	—		—	
	2090	—		90.29	3	—	
	89	—		89.60	3	—	

Kombinationen		Edlén [107]		Bowen u. Millikan [56]	
3D —4F[1])	2077	06	1	77.79	3
2S —$2P_{\frac{1}{2}}$[1])	67	23	10	67.88	10
2S —$2P_{\frac{3}{2}}$[1])	65	77	12	66.41	10
	1842	—		42.79	4
	26	—		26.41	2
	25	—		25.87	1
	1624	—		24.09	7
	1362	—		62.45	6
	1081	—		81.99	2
$2P_{\frac{3}{2}}$—3S[1])	758	704	2	58.68	3
$2P_{\frac{1}{2}}$—3S[1])	58	505	1	58.47	2
$2P_{\frac{3}{2}}$—$3D_{\frac{5}{2}}$[1])	677	152	6	77.16	3
$2P_{\frac{1}{2}}$—$3D_{\frac{3}{2}}$[1])	77	000	5	77.01	3
2S —3P	518	253	3	—	

[1]) Klassifiziert von Bowen und Millikan [56].

Tabelle 3a. Termsystem von B III [107].

2S	305931.1	3D	109861.0
3S	125734.6	4D	61794.7
4S	68235.6	5D	39541.8
5S	42744.9		
		4F	61731.9
$2P_{\frac{1}{2}}$	257572.6	5F	39516.6
$2P_{\frac{3}{2}}$	257538.5	6F	27441.4
$3P_{\frac{1}{2}}$	112981.9		
$3P_{\frac{3}{2}}$	112971.7	5G	39503.9
		6G	27433.6
4P	63100.1		
5P	40212.1		

in [56] als B III geben, davon führen sie aber λ 1842 selbst in [67] als B II, andere rechnet Edlén zu B II, wieder andere sind sonst nicht mehr beobachtet.

Den Beschluß möge Tab. 4 machen, welche die von Sawyer und Smith als Borlinien gegebenen aber nicht eingeordneten Linien zeigen, und die nach Edlén wahrscheinlich alle zu Verunreinigungen gehören. Es ist freilich nicht gelungen, einen wahrscheinlichen Ursprung dieser Linien aufzufinden.

Tabelle 4. Nicht eingeordnete Linien nach Sawyer und Smith [81].

4937.70	1	4231.07	1	4026.47	1	3112.50	1	2698.35	0	2446.10	2
01.85	1	26.15	1	3871.39	4	3086.06	1	97.72	0	45.11	2
4493.1	0	01.86	0	3754.86	0	13.28	1	96.84	1	36.95	1
02.95	1	4194.82	1	3493.85	0	2889.72	1	95.18	2	34.95	4
4394.25	0	92.72	0	3360.09	5	88.32	1	94.23	0	30.82	1
82.95	2	64.43	2	02.51	3	86.80	1	71.94	0	15.06	1
75.60	1	50.71	1	3282.01	1	09.72	1	10.26	1	00.03	1
71.69	1	4090.79	0	60.74	3	2785.14	5	2557.52	2	2395.07	3
55.68	3	82.62	1	3191.84	1	79.26	8	14.96	2	69.96	4
53.17	1	50.13	1	78.24	0	49.89	1	14.39	6	63.51	1
44.77	2	39.57	2	58.54	1	31.94	1	08.45	1	55.25	
4272.86	0	27.82	0								

B IV und **B V**. Von diesen Spektren hat nur Edlén einige Linien angegeben, nämlich von B IV in [105] und [107]: das diffuse Dublett:

$$\left.\begin{matrix}\lambda\ 2825.85\\ \lambda\ 2821.68\end{matrix}\right\}\ 2^3S—2^3P \text{ und } \lambda\ 60.31\ (1^1S—2^1P),\ \lambda\ 52.68\ (1^1S—3^1P),$$

als Termwerte gibt er [105]

$$2^1P : 433300 \pm 900 \text{ cm}^{-1},\ 3^1P : 193400 \pm 300 \text{ cm}^{-1}$$
$$1^1S : 2091500 \pm 1400 \text{ cm}^{-1},\ \text{Ionisationspotential } 258.1 \pm 0.2 \text{ Volt.}$$

Kellner [78] gibt als theoretischen Wert des Grundterms von B IV 593.913 Volt.
Von B V ist bisher nur eine Linie bekannt.
Edlén [105] gibt: λ 48.585, die er als $1^2S—2^2P$ klassifiziert.

Banden.

Unsere Kenntnis vom Bau der Bandenspektren des Bors hat in jüngster Zeit große Fortschritte gemacht. Bisher unterschied man zwischen 3 Spektren: dem Borsäurespektrum, den Borbanden und einem zuerst von Strutt beobachteten, dann von Jevons [40] genauer untersuchten Bandenspektrum, das einer Verbindung von Bor mit Stickstoff zugeschrieben wurde, weil es auftritt, wenn Bortrichlorid mit aktivem Stickstoff in Berührung kommt. Die ersten beiden Spektren treten besonders stark im mit fester Borsäure beschickten Bogen auf, das erste in der Boräther- und Borsäurebunsenflamme. Das Borsäurespektrum besteht aus einer Reihe diffuser Maxima, die besonders im Grünen sehr stark sind; aber selbst bei größter Dispersion erscheint es vollkommen kontinuierlich. Der Träger dieses Spektrums ist noch nicht bekannt. Die Zugehörigkeit zur Borsäure ist schon wegen des Auftretens im Bogen ziemlich fraglich. Über das dritte, von Jevons [40] dem BN zugeschriebene Spektrum entstand eine längere Auseinandersetzung zwischen Jevons und Mulliken. Zuerst teilte Mulliken die Ansicht Jevons'. Dann aber hielt er die Argumente von Jevons [58, 59, 60], daß das Spektrum nur bei Anwesenheit von Stickstoff auftrete, nicht mehr für beweiskräftig genug, da sich schon des öfteren gezeigt hatte, daß durch die Anwesenheit von Stickstoff das Auftreten von Bandenspektren, namentlich der Verbindungen von Elementen mit Sauerstoff, begünstigt wurde. Durch den Nachweis des Rotationsisotopieeffekts (s. Isotopie) konnte Mulliken [55, 63, 64, 65, 68, 69, 70] einwandfrei nachweisen, daß der Träger des Spektrums das BO-Molekül ist.

Das Aussehen der „Borbanden" ist völlig verschieden von dem der von Mulliken als BO-Banden gedeuteten Bandensysteme. Während die in Bortrichlorid bei Anwesenheit von aktivem Stickstoff erzeugten Banden stark ausgeprägte Kanten mit verhältnismäßig schnell abklingenden Serien (15—25 Linien) zeigen, ähnelt das Spektrum der Borbanden dem eines Viellinienspektrums, ohne daß Kanten zu bemerken sind, und weist einen ungeheuren Reichtum an Linien auf. Erst Scheib [99] konnte durch die Analyse mehrerer Borbanden nachweisen, daß auch der Träger dieses früher dem elementaren Bor zugeschriebenen Spektrums das BO-Molekül ist, daß also die beiden zuletzt besprochenen Spektren identisch sind. Durch die sehr viel höhere Temperatur im Bogen verschiebt sich das Intensitätsmaximum weit von der Kante fort, so daß die Linien an der Kante schwach sind, sich aber bis zu 70—80 Linien einer Serie verfolgen lassen und, da jede Bande aus 6 Serien besteht, so den Linienreichtum bedingen.

Das Spektrum des BO besteht, ganz analog andern Molekülen mit 13 Elektronen, aus 3 Bandensystemen, den α-Banden (α-Banden bei BO, rote Cyanbanden und Kometenschweifspektrum bei CO^+), die ein $^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$-System sind, den β-Banden (β-Banden bei BO, violette Cyanbanden, erste negative Kohlegruppe bei CO^+ und negative Stickstoffbanden), die ein $^2\Sigma^* \rightarrow {}^2\Sigma$-System sind, und den Kombinationsbanden (nur bei BO und CO^+ gefunden), die ein $^2\Sigma^* \rightarrow {}^2\Pi$-System sind.

Die **α-Banden** liegen im sichtbaren Teil des Spektrums zwischen λ 2100 und λ 7300, vielleicht sogar noch viel weiter ins Rote hinein. Die Schwingungsstruktur des Spektrums wurde von Mulliken [69], die Rotationsstruktur von Jenkins [76, 77] und Scheib [99] angegeben. Jede der Banden besitzt 4 Kanten (2 Doppelkanten), für die Mulliken [69] die Formel gibt:

$$B^{11}O : \nu(v'v'') = \begin{matrix} 23661.6 \\ 23648.3 \\ 23535.4 \\ 23522.1 \end{matrix} + (1247{,}9\,v' - 10.6\,v'^2) - (1873.2\,v'' - 11.68\,v''^2)$$

$$B^{10}O : \nu(v'v'') = \begin{matrix} 23652.2 \\ 23698.9 \\ 23526.0 \\ 23512.7 \end{matrix} + (1285.6\,v' - 11.7\,v'^2) - (1926.8\,v'' - 12.21\,v''^2)$$

Die zweite Formel gilt für das Borisotop $B^{10}O$, dessen Bandensysteme gleichzeitig auftreten.

Die Tab. 5 (auf S. 156) zeigt die von Mulliken [69] gemessenen Kanten der beiden Isotopen $B^{10}O$ und $B^{11}O$.

Die Analyse ergibt für die Rotationsstruktur einen $^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$-Übergang. Es handelt sich hier um eine Dublettbande mit Feinstruktur. Man müßte also im ganzen 12 Einzelserien erwarten, von denen je 6 zu einer Komponente gehören. Etwas modifiziert werden die Banden aber noch durch den Umstand, daß der $^2\Sigma$-Term keine meßbare Dublettaufspaltung, der $^2\Pi$-Term keine meßbare Aufspaltung in Unterniveaus besitzt. Der allgemeinste Termansatz einer Dublettbande mit Feinstruktur lautet:

$$\begin{aligned} R'_i(m) &= \nu_0 + {}^iF'_1(m) - {}^iF''_1(m-1) \\ Q'_i(m) &= \nu_0 + {}^iF'_2(m) - {}^iF''_1(m) \\ P'_i(m) &= \nu_0 + {}^iF'_1(m) - {}^iF''_1(m+1) \\ R_i(m) &= \nu_0 + {}^iF'_2(m) - {}^iF''_2(m-1) \\ Q_i(m) &= \nu_0 + {}^iF'_1(m) - {}^iF''_2(m) \\ P_i(m) &= \nu_0 + {}^iF'_2(m) - {}^iF''_2(m+1), \end{aligned}$$

wobei sich die Indizes $i = 1.2$ auf die beiden Komponenten eines Systems beziehen.

Dieser vereinfacht sich nach Scheib [99] durch die Annahme, daß für den Endzustand stets $F''_1(m) = F''_2(m+1)$ und für den Anfangszustand $F'_1(m) = F'_2(m) + \varepsilon$ ist. Durch Einsetzen des neuen Endterms in die Gleichungen erkennt man, daß der R'-Zweig mit dem Q-Zweig, und der Q'-Zweig mit dem P-Zweig zusammenfallen, so daß von den ursprünglich 12 Zweigen nur 8 übrigbleiben. Gleichzeitig wird hierdurch der auffallende Intensitätsunterschied erklärt, den Q- und P-Zweig im Vergleich mit R- und R'-Zweig haben. Es kann jedoch angenommen werden, daß sich bei hinreichender Dispersion die 8 Zweige in 12 auflösen werden. Durch die zweite Gleichung ($F'_1(m) = F'_2(m) + \varepsilon$) werden die Interkombinationsdefekte erklärt, die von einer feinen Aufspaltung des $^2\Pi$-Terms herrühren. Jenkins [77] beobachtet diese Interkombinationsdefekte nur bei der ersten Komponente und schließt hieraus sowie aus den am Anfang der Zweige ausfallenden Linien, daß der $^2\Pi$-Term verkehrt ist. Scheib [99] dagegen konnte durch Aufstellung der Kombinationsbeziehungen bis zu hohen Laufzahlen nachweisen, daß auch in der zweiten Komponente die Kombinationsdefekte von gleicher Größenordnung sind.

Tabelle 5.

		$B^{11}O$		$B^{10}O$	
v′	v″	Int.	λ	Int.	λ
7	0	1	3136.1	—	schwach sichtbar
		2	3137.0	—	—
		*2	3148.6	—	—
		*2	3149.7	—	—
8	1	—	überdeckt durch NO	—	überdeckt durch NO_{β}
		—		—	
		1?	3226.6	—	
		*2?	3227.8	—	—
6	0	2+	3249.4	—	überdeckt durch (8.1)
		2	3250.6	—	
		2+	3262.8	*2?	3244.4
		2−	3264.2	*2	3245.6
7	1	1	3330.2	—	sehr schwach oder unsichtbar
		2	3331.8	—	
		2+	3344.5	—	
		3	3346.2	—	
5	0	2	3373.2	—	überdeckt durch $(5.11)_{\beta}$
		5	3374.7	—	
		7	3387.6	3?	3370.5
		5	3389.1	*2?	3372.1
6	1	1	3458.9	—	überdeckt durch (5.0) und $(3.10)_{\beta}$
		2	3460.5	—	
		2	3473.8	—	
		3	3475.3	—	
4	0	5	3510.0	1−	3494.7
		6	3511.3	2	3595.9
		7	3525.5	—	überdeckt durch $B^{11}O$
		7	3526.8	—	
5	1	1−	3599.6	—	überdeckt durch NO_{β} und (4.0)
		1	3601.3	—	
		1	3615.8	—	
		1+	3617.2	—	
3	0	5	3660.8	1	3648.2
		6	3662.3	2	3649.7
		8	3677.8	5	3664.9
		10	3679.1	5	3666.6

Ein Fragezeichen hinter einer Intensitätsangabe bedeutet, daß die Intensität der gemessenen Kante zweifelhaft ist (bei schwachen Kanten unter intensiven Linien).

Ein + hinter einer Identitätsangabe bedeutet, daß die angegebene Intensität in Wirklichkeit die zweier überlagerter Kanten ist. Kanten, die mit „überdeckt" bezeichnet sind, liegen unter starken Linien einer vorangegangenen Kante, so daß sie nicht meßbar sind, obwohl vorhanden.

Nicht angegebene Kante fehlen oder sind außerordentlich schwach.

Ein * bedeutet, daß die Kante überlagert ist von einer starken Linie, so daß die geschätzte Intensität zu hoch ist und die gemessene Lage nicht ganz genau ist.

v′	v″	$B^{11}O$ Int.	$B^{11}O$ λ	$B^{10}O$ Int.	$B^{10}O$ λ
6	2	schwach, überdeckt durch (3.0)		—	—
				—	—
4	1	sehr schwach, überdeckt durch (3.0)		—	—
2	0	6?	3828.2	1+	3819.4
		8	3830.2	3	3821.2
		9	3847.0	3	3837.5
		10	3848.7	—	überdeckt
5	2	schwach, überdeckt durch (2.0) oder nicht vorhanden			
3	1	1?	3928.4	—	überdeckt durch (2.0)
		2?	3930.3	—	
		3	3948.3	—	
		4	3950.5	—	
6	3	*2?	3959.1	—	überdeckt
		*2?	3960.8	—	
		2	3979.5	—	
		*3	5181.9	—	
1	0	5	4015.1	1	4010.5
		6	4017.1	1	4012.8
		7	4035.5	*3+	4031.4
		8	4037.4	3−	4033.3
4	2	1?	4033.9	—	überdeckt durch (1.0)
		—	überdeckt	—	
		*3?	4054.7	—	
		*2?	4057.0	—	
2	1	2	4121.9	1	4120.6
		4	4124.1	2	4122.9
		6	4143.4	*1?	4141.9
		7	4145.5	2?	4144.2
5	3	sehr schwach, überdeckt von (2.1) oder nicht vorhanden.			
0	0	2	4225.0	1−	4226.3
		4	4227.5	*3?	4229.3
		4?	4247.9	*5?	4249.4
		5?	4250.4	4?	4251.9
3	2	*3	4234.4	—	überdeckt durch (0.0) und $B^{11}O$ (3.2)
		2	4236.5	—	
		*4?	4257.4	—	
		*4?	4259.5	—	
1	1	8	4339.6	—	überdeckt durch $B^{11}O$
		8	4342.0	—	
		10	4363.4	—	
		8	4365.9	—	

v′	v″	$B^{11}O$ Int.	$B^{11}O$ λ	$B^{10}O$ Int.	$B^{10}O$ λ
4	3	sehr schwach, überdeckt durch (1.1) oder nicht vorhanden			
2	2	nicht vorhanden			
5	4	1−	4476.7	—	—
		2−	4479.2	—	vorhanden, aber überdeckt durch $B^{11}O$
		2+	4502.3	—	
		2+	4504.7	—	—
0	1	7	4586.0	*2	4600.0
		8	4588.8	*5	4602.0
		10+	4612.7	*7	4626.0
		10+	4615.4	*5	4627.9
3	3	sehr schwach, überdeckt durch (0.1) oder nicht vorhanden			
1	2	5	4715.6	—	überdeckt
		5	4718.7	5?	4736.8
		8	4744.0	5?	4761.7
		8	4746,9	5?	4765.0
2	3	1−	4852.8	—	überdeckt
		1+	4855.7	—	
		2	4882.9	*2	4904.8
		3	4885.7	1+	4909.1
0	2	2	5008.0	—	überdeckt durch $B^{11}O$
		4−	5011.6	—	
		*9	5040.1	—	
		6	5043.5	—	
1	3	0?	5158.8	—	—
		0?	5161.1	—	—
		2−?	5189.3	—	—
		1?	5195.5	—	—
4	5	sehr schwach			
2	4	0	5315.1	—	überdeckt durch $B^{11}O$
		1	5319.0	—	
		2+	5351.1	1	5393.2
		3	5354.6	1	5397.1
3	5	1−	5481.1	—	überdeckt durch (0.3)
		1	5485.6	—	
		überdeckt durch (0.3)			
0	3	3	5508.8	—	überdeckt durch $B^{11}O$
		5	5513.0	—	
		7	5547.5	3	5599.0
		8	5551.5	5	5603.7

v′	v″	B¹¹O Int.	B¹¹O λ	B¹⁰O Int.	B¹⁰O λ
1	4	2−	5681.9	—	überdeckt durch B¹¹O
		2−	5687.1	—	
		3−	5723.1	2	5781.6
		3−	5727.4	2	5787.6
2	5	00?	5866.5	—	überdeckt durch N_2
		0	5872.2	—	
		0	5910.9	—	
		0	5916.0	—	
3	6	00	6062.1	—	
		0	6067.5	—	überdeckt von (0.4)
		0	6107.6	—	
		—	überdeckt von (0.4)		
0	4	3	6113.1	—	übertdeckt duch B¹¹O
		3	6118.2	—	
		5	6159.7	2	6242.2
		5	6165.4	2	6248.2
1	5	2	6317.1	1	6409.6
		3	6323.5	1	6414.1
		5	6368.5	2	6460.3
		5	6374.8	2	6467.2
2	6	00	6538.0	—	sehr schwach überdeckt durch N_2
		00	6543.0	—	
		0	6590.0	—	
		0	6596.3	—	
0	5	0	6854.2	0	6977.6
		1	6861.8	0	6986.2
		2	6913.5	1	7041.4
		3	6921.5	1	7049.2
1	6	0	7098.9	00	7240.7
		1	7108.0	00	7251.0
		1	7163.6	0	7307.8
		2	7173.2	1	7316.8
2	7	00	7362.3	00	7528
		0	7373.8		
		0	7434.8	00?	7600
		1?	7441.8		
0	6	00	7790	000?	7977
		0	7870	—	
1	7	00	8093	000?	8319
		0	8174	—	—
2	8	000	8419	—	—
		000	8519	—	—

Für die Trägheitsmomente und Kernabstände für den Anfangs- und Endzustand der verschiedenen Oszillationsstufen gibt Scheib [99] die Werte:

	(0.1)	(0.2)	(0.3)	(0.4)
Ja_1	19.405	19.405	19.405	$19.405 \cdot 10^{-40}$
Ja_2	19.894	19.894	19.894	19.894
Je	15.685	15.847	16.002	16.161
ra_1	1.349	1.349	1.349	$1.349 \cdot 10^{-8}$
ra_2	1.366	1.366	1.366	1.366
re	1.213	1.219	1.225	1.231

β-Banden: Die im nahen Ultravioletten gelegenen β-Banden sind nach Rot abschattiert, besitzen einfache Kanten und entsprechen einem $^2\Sigma^* - {}^2\Sigma$-Übergang. Ihre Schwingungsstruktur wurde zuerst von Mulliken [69] angegeben. Die Bandenkanten lassen sich durch die Formel darstellen:

$$B^{11}O : \nu(v'v'') = 42880.9 - 0.17\, v'v'' + 1268.8\, v' - 998\, v'^2 - 1872.9\, v'' + 11.84\, v''^2$$
$$B^{10}O : \nu(v'v'') = 42874.6 - 0.19\, v'v'' + 1304.6\, v' - 10.43\, v'^2 - 1927.9\, v'' + 12.66\, v''^2.$$

Tab. 6 gibt die Wellenlängen und Intensitäten der einzelnen Bandenkanten nach Mulliken [69].

Tabelle 6.

v'	v''	$B^{11}O$ Int.	$B^{11}O$ λ	$B^{10}O$ Int.	$B^{10}O$ λ
5	0	00 ?	—	000 ?	—
6	1	00 ?	—	000 ?	—
4	0	1+	—	0	—
5	1	1	2121.80	0	2117,04
3	0	3	2145.37	1	2140.93
4	1	2	2176.32	1−	2172.80
2	0	4	2202.97	2	2199.92
3	1	4	2234.65	2	2232.55
1	0	6	2264.76	4	2263.33
2	1	3	2297.21	1+	2296.74
5	3	überdeckt durch $B^{10}O$		2	2299.98
3	2	6	2330.44	1	2330.96
0	0	7	2331.33	*2+	2331.83
4	3	1 ?	2364.10	—	—
1	1	8	2364.54	*3+	2365.97
2	2	10	2398.53	*6	2401.00
3	3	6	2433.34	—	überdeckt durch (0.1)
0	1	+10	2437.10	*5	2440.71
1	2	5	2472.00	*2+	2476.67
5	5	2	2505.33	—	überdeckt
2	3	6	2507.67	*4	2513.61
6	6	2−	2542.40	—	überdeckt
3	4	7+	2544.25	—	überdeckt durch (0.2)

v′	v″	$B^{11}O$ Int.	$B^{11}O$ λ	$B^{10}O$ Int.	$B^{10}O$ λ
0	2	+9	2551.40	6	2568.75
4	5	4	2581.63	*2?	2590.13
1	3	8	2588.01	4	2596.62
5	6	*2	2619.78	—	überdeckt
2	4	6	2625.65	2+	2635.43
3	5	4	2664.09	—	überdeckt durch (0.3)
0	3	+8	2675.27	4	2687.02
4	6	4	2703.37	*2	2715.71
1	4	10	2713.81	5	2726.91
5	7	2	2743.42	*1	überdeckt
2	5	9	2753.38	7	2767.86
6	8	*2?	2784.35	—	—
3	6	7	2793.87	—	überdeckt durch (0.4)
0	4	+8	2809.90	2	2826.86
1	5	8	2850.56	3	2878.97
5	8	*2+	2877.38	—	überdeckt
2	6	10	2892.23	7	2912.17
6	9	*3?	2920.01	—	—
3	7	9	2934.90	—	überdeckt durch (0.5)
0	5	+6	2956.56	1	2979.56
4	8	6	2978.47	2	3001.56
1	6	7	2999.67	3	3024.22
2	7	9	3043.64	5−	3069.93
3	8	9	3088.63	3	3116.70
0	6	*1?	3117.35	*2?	3147.46
4	9	6+	3134.59	3+	3164.33
1	7	4+	3162.79	2	3194.62
5	10	4	3181.34	—	überdeckt
2	8	7	3209.32	4	3243.22
6	11	*2?	3228.91	1?	3263.25
3	9	9	3256.94	4	3292.75
4	10	8	3305.43	4−	3343.06
5	11	5?	3354.62	—	—
2	9	*5	3391.22	1−	3434.09
3	10	6	3441.61	4	3485.97
4	11	4+	3493.06	—	überdeckt
3	11	1	3645.65	—	—
4	12	—	überdeckt	—	—

Die Rotationsstruktur wurde von Elliot [95, 96] angegeben. Die Banden bestehen aus doppelten R- und P-Zweigen. Beide Zweige treten nur im Borsäurebogen auf, bei Anwesenheit von aktivem Stickstoff ist nur der R-Zweig vorhanden. Die bei der Analyse errechneten Werte von B^{11} für den Endzustand stimmen genau mit den von Scheib [99] für das α-System angegebenen überein. Beide Systeme haben also den gleichen Endzustand $^2\Sigma$.

Über die Kombinationsbanden des α- und β-Systems, die einem $^2\Sigma^* \rightarrow {}^2\Pi_i$-Übergang entsprechen, ist noch nicht viel bekannt. Sie haben mit dem β-System den gleichen Anfangszustand. Für die Wellenlängen der Bandenkanten gibt Mulliken [69] folgende Werte.

Tabelle 7.

v′	v″	$B^{11}O$ Int.	$B^{11}O$ λ	$B^{10}O$ Int.	$B^{10}O$ λ
2	0	überdeckt durch (0.1) α		überdeckt	
		1–	4576.5	*0+	4561.5
3	1	überdeckt		überdeckt	
		1	4580.8	*1–	4566.1
4	2	überdeckt		überdeckt	
		—	—	*0–	4570.7
5	3	überdeckt		überdeckt	
		0	4586.9	*0–	4574.1
1	0	—	—	—	—
		—	—	—	—
2	1	—	—	—	—
		*4	4881.2	*1+	4872.8
3	2	5	4850.9	2	4842.9
		—	—	—	—
0	0	1	5201.2	—	—
		0	5167.3	—	—
1	1	*1–	5195.5	Überlagert durch $B^{11}O$-Kanten	
		*00	5161.1		
2	2	1	5189.3	—	—
		1	5155.5	—	—
3	3	0?	5184.7	—	—
		—	—	—	—
4	4	0?	5176.1	—	—
		—	—	—	—
5	5	00?	5170.3	überdeckt durch $B^{11}O$ (0.0)	
		0?	5135.5	1?	5133.6
0	1	überdeckt durch (0.3) α		überdeckt durch (0.3) α	
1	2	—	—	überdeckt durch (0.3) α	
		überdeckt durch (0.3) Kante			
2	3	überdeckt		—	—
		1–	5493.7	0	5503.5
3	4	—	überdeckt	überdeckt	
		*0	5481.1	0	5489.4
0	2	—	—	—	—
		*1+	5916.2	00?	5943.5
1	3	00?	5939.7	—	—
		1–	5895.3	—	—
2	4	—	überdeckt durch (0.2) Kante	überdeckt durch (1.3) $B^{11}O$	
		0+	5872.2	—	—
3	5	überdeckt durch (1.3) Kante		—	—
		—	—	—	—

Hydridspektren.

Beim Durchgang einer Entladung durch ein Gemisch von reinem Bortrichlorid mit Wasserstoff finden Lochte-Holtgreven und van der Vleugel [110, 111] drei Banden bei λ 4332.7, λ 4367.1 und λ 3694.3, die sie dem B_{11}-Molekül zuschreiben. Die Banden bestehen aus P-, Q- und R-Zweigen; bei den intensiveren Bandenlinien finden sich schwächere Begleiter, die zu dem Isotopmolekül $B^{10}H$ gehören sollen. Die Analyse ergibt für die Banden λ 4332.7 (0.0) und λ 4367.1 (1.1) einen $^1\Pi \rightarrow {}^1\Sigma$-Übergang. Die Bande λ 3694.4 (0.0) entspricht einem $^3\Pi \rightarrow {}^3\Sigma$-Übergang. Beide Übergänge unterscheiden sich nur durch die verschiedene Einstellung des Elektronenspins. Aus den Bandenkonstanten errechnen sich die Werte für das Trägheitsmoment J, die Kernabstände r und die Kernschwingung ω für Anfang und Endzustand der verschiedenen Oszillationsstufen zu:

(0.0) λ 4332.7	(1.1) λ 4367.1	(0.0) 3694.4
$J'' = 2.33 \cdot 10^{-40}$ g cm²	$J'' = 2.43 \cdot 10^{-40}$ g cm²	$J'' = 2.22 \cdot 10^{-40}$ g cm²
$J' = 2.32 \cdot 10^{-40}$ g cm²	$J' = 2.48 \cdot 10^{-40}$ g cm²	$J' = 2.32 \cdot 10^{-40}$ g cm²
$\omega_0'' = 2220$ cm^{-1}	$\omega_1'' = 2200$ cm^{-1}	—
$\omega_0' = 2200$ cm^{-1}	$\omega_1' = 1700$ cm^{-1}	—
$r_0' = r_0'' = 1.24 \cdot 10^{-8}$ cm		$r_0' = r_0'' = 1.23 \cdot 10^{-8}$ cm

Platon und Almy [112] können die Angaben von Lochte-Holtgreven und van der Vleugel bestätigen. Aus 7 Linien des R-Zweiges der beiden Isotopenmoleküle wird das Mengenverhältnis von B^{11} zu B^{10} zu 4.86 ± 0.15 berechnet, was einem Atomgewicht von 10.841 ± 0.005 entspricht, in guter Übereinstimmung mit der chemischen Bestimmung.

Chloridbanden.

Jevons [60] beobachtete im Geißlerrohr bei einer Entladung in BCl_3 zwischen λ 2600 und λ 2850 eine komplizierte Reihe von Banden, die zum Teil nach Rot, zum Teil nach Violett abschattiert sind. Leitet man Sauerstoff zu, so verschwinden sie und an ihrer Stelle treten die BO-Banden auf. Dieselben Banden beobachten auch Lochte-Holtgreven und van der Vleugel [110]. Die am meisten hervortretenden Bandenkanten sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

λ	λ	λ
2586.7	2627.0	2714.1
90.8	27.8	29.4
95.4	32.8	33.4
2600.7	38.1	41.0
06.7	44.9	49.4
10.2	68.5	62.6
14.2	75.8	2833.2
17.0	84.3	42.9
18.2	94.5	60.4
19.9	97.4	69.6
22.4	2703.7	80.7
23.6	06.3	

Für den ungefähren Wert des Trägheitsmomentes und den Kernabstand werden die Werte gegeben $J \sim 12.9 \cdot 10^{-40}\,g\,cm^2$ $r \sim 1 \cdot 10^{-8}$ cm.

Isotopie.

Eines der ersten Elemente, bei dem die theoretischen Betrachtungen über den Isotopieeffekt an Banden auf das glänzendste bestätigt werden konnten, ist das Bor. Die Auseinandersetzung zwischen Mulliken und Jevons über den Träger des Boroxydspektrums, das Jevons [58, 59, 60] einer Borstickstoffverbindung zugeschrieben hatte, vermochte Mulliken [55, 63, 64, 65, 68, 69, 70] zu seinen Gunsten zu beenden, indem er die Werte gewisser aus der Theorie des Isotopieeffekts an Banden berechenbarer Größen mit den empirisch bestimmten verglich. Sind M_1 und M_2 die Atomgewichte der Isotopen, M' das des Elementes, mit dem eine Verbindung erfolgt ist, so ist der Wert der Größe $\varrho = \sqrt{\left(\frac{1}{M_2} + \frac{1}{M'}\right)\left(\frac{1}{M_1} + \frac{1}{M'}\right)}$ für BO: $\varrho = 1.0292$, für BN: $\varrho = 1.0276$. Aus der Theorie des Isotopieeffekts folgt aber nun, daß ϱ gleich ist dem Verhältnis der Koeffizienten von v' und v'' in der Bandenkantenformel. Der empirische Wert für ϱ ist $\varrho = 1.0291 \pm 0.0003$. Entsprechend liefern die Koeffizienten v'^2 und v''^2 den Wert $\varrho^2 = 1.062 \pm 0.008$, während die Atomgewichte 1.0593 für BO und 1.0560 für BN fordern. Die Zahlen sprechen entschieden für BO, so daß dieses Molekül als Träger des Bandensystems zu betrachten ist. — Von nicht minder großer Bedeutung sind die Konsequenzen, die sich aus der gegenseitigen Lage zweier sich entsprechender Isotopenbanden ergeben. Nimmt man nämlich, wie das bisher immer der Fall war, die effektiven Quantenzahlen als ganzzahlig an, so müßten für die (0.0)-Bande die Ursprünge der beiden Isotopenbanden zusammenfallen, oder anders ausgedrückt, die konstanten Glieder in der Bandenkantenformel müßten für $B^{11}O$ und $B^{10}O$ die gleichen sein. Als Isotopieeffekt der Elektronenterme kann die Differenz zweier entsprechender Konstanten nicht gedeutet werden; dafür ist sie viel zu groß. Durch den Isotopieeffekt der Rotation wird sie nur vergrößert. Eine Deutungsmöglichkeit besteht aber darin, daß sie durch falsche Festlegung der Oszillationsquantenzahlen vorgetäuscht ist. Mulliken zeigte nun, daß die Differenz am kleinsten wird, wenn man die Numerierung der Oszillationstermniveaus halbzahlig macht, ganz in Übereinstimmung mit den Forderungen der neuen Quantenmechanik.

Elliot [96] berechnet das Mengenverhältnis der beiden Borisotopen aus dem Intensitätsverhältnis entsprechender Banden des β-Systems. Es zeigt sich, daß die Banden (1.5), (2.5) und (2.6) innerhalb der Meßgenauigkeit dasselbe Mengenverhältnis der Isotopen ergeben, während der aus der Bande (3.7) bestimmte beträchtlich höher liegt. Diese auffallende Abweichung versucht Stenwinkel [103] dadurch zu deuten, daß er eine Art Boltzmannverteilung der Moleküle auf die einzelnen Anregungsstufen annimmt. Aber Elliot [109] vermag zu zeigen, daß die Zahl der Moleküle im $v'' = 1$-Zustand, berechnet nach dem Boltzmannschen Gesetz für $T = 470^0$, nur $^1/_{30}$ der Zahl der im $v'' = 0$-Zustand befindlichen ausmacht, so daß man nur schwerlich annehmen kann, daß der $v'' = 1$-Zustand eine Rolle bei der Bestimmung der Verteilung spielen kann, während Stenwinkel [103] für den $v'' = 1$-Zustand den 1.3fachen Wert des Mengenverhältnisses im Vergleich mit dem $v'' = 0$-Zustand angibt. Dagegen

nimmt Elliot [97, 109] eine Korrektur vor, nach der das Mengenverhältnis in allen gemessenen Banden übereinstimmt. Als Mittelwert gibt er 3.63 ± 0.02, was einem Atomgewicht von 10.794 entspricht.

Platon und Almy [112] geben für das Mengenverhältnis 4.86 ± 0.15, berechnet aus dem Intensitätsverhältnis von 7 Linien einer BH-Baude.

Röntgenspektrum.

Über die zur Untersuchung des Röntgenspektrums angewandten Methoden sei auf den entsprechenden Abschnitt bei Kohlenstoff verwiesen, da fast alle der im folgenden genannten Arbeiten sich auch auf jenes Element erstrecken.

Die folgenden „kritischen Potentiale“ wurden gefunden:

Tabelle 8.

Autor	K-Niveau		L-Niveau	
	Volt	Å	Volt	Å
Mohler und Foote [50, 53]	186	66.4	—	—
	125	98.7	—	—
Hughes [48]	148	83.5	24.5	505
Holtsmark [51, 54]	145—150	83.6	—	—
Mc Lennan und Clark [52]	147.5	83.6	42.2	242
	—	—	23.45	527
Miss Levi [61]	145,7	85	24.7	500

Da diese kritischen Potentiale die Anregungsspannung der betreffenden Serie darstellen, welche kurzwelliger als die Linien sein muß, so zeigt ein Vergleich mit den neueren Ergebnissen, daß in den meisten Fällen hier zum mindesten die Deutung nicht richtig sein kann.

Holweck [71, 72, 73] fand die K-Absorptionsdiskontinuität bei 192 Volt entsprechend 64.3 Å.

Für die Kα-Linie gibt Dauvillier nach der Kristallmethode in [75] 73.5 Å, was mit den neueren Ergebnissen jedoch nicht gut übereinstimmt.

Am zuverlässigsten sind natürlich auch hier die Liniengittermessungen, die in der folgende Tabelle zusammengefaßt sind.

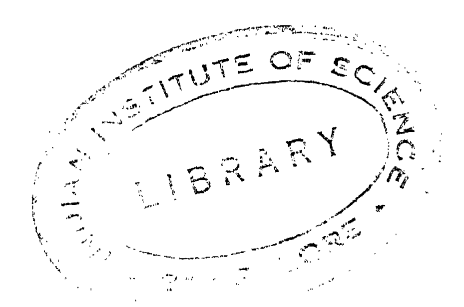
Tabelle 9.

Autor	Å	Bemerkungen
Thibaud und Soltan [82, 83], Thibaud [86, 87]	68.0	—
Söderman [85]	67.80 ± 0.2	—
Söderman [100]	67.71 ± 0.1	2 Å breit
Bazzoni, Faust und Weatherby [87]	68.12	Satelliten bei 72.2, 66.0, 65.1, 74.7 (?)
Faust [98]	67.8	Visuelle Mitte
	69.33	Hauptmaximum, ferner 13 Komponenten

Faust [98] gibt folgende Komponenten an: 64.68, 65.45, 66.55, 67.61, 68.38, 69.33, 70.36, 71.32, 72.03, 73.20, 74.00, 74.95, 76.75, welche jedoch nach den Untersuchungen Södermans [101, 109] nicht reell zu sein scheinen.

Cork [104] suchte auch bei Bor nach dem Phänomen der Teilabsorption, ebenfalls erfolglos.

Abgeschlossen am 15. Januar 1932.



Barium

(Ba = 137.36; Z = 56; Isotopen 136 u. 138, dazu neuerdings [214] noch 135 u. 137).

Literatur.

1. Nachtrag.

[157] S. Datta, On the spectra of the alkaline earth fluorides and their relation to each other. Proc. Roy. Soc. A **99** p. 436—455 (1921).

[158] A. St. C. Dunstan and B. A. Wooten, A Study of arc-cathode spectra. Astrophys. J. **54** p. 65—75 (1921).

[159] R. Goetze, Liniengruppen und innere Quanten. Ann. d. Phys. (4) **66** p. 285—292 (1921).

[160] A. Hörnle, Über Zentren und räumliche Verteilung der Lichtemission der Metalle, besonders im elektrischen Bogen. Jahrb. Radioact. **18** p. 297—326 (1921).

[161] C. Ramsauer und F. Wolf, Leuchtdauer der Spektrallinien im erlöschenden Bogen. Ann. d. Phys. (4) **66** p. 373—395 (1921).

2. Fortsetzung.

[162] A. Campetti e A. Corsi, Sugli spettri di scintilla mediante la fiamma. N. Cim. (6) **24** p. 117—127 (1922).

[163] D. Coster, On the spectra of X-rays and the theory of atomic structure. Phil. Mag. (6) **43** p. 1070—1107 (1922) and Phil. Mag. (6) **44** p. 545—573 (1922).

[164] A. Dauvillier, Nouvelles recherches sur les spectres de rayons Röntgen. J. de Phys. et le Rad. (6) **3** p. 6—36 (1922).

[165] A. Dauvillier, Sur la mesure précise des niveaux d'énergie de l'atome de barium et sur l'apparition du spectre L d'ionisation. C. R. **174** p. 1543—1546 (1922).

[166] A. Dauvillier, Analyse de la structure électronique des éléments. J. de Phys. et le Rad. (6) **3** p. 221—251 (1922).

[167] P. D. Foote and F. L. Mohler, The significance of the $\frac{1}{2}$ terms in the spectral series formulae. J. Opt. Soc. Am. **6** p. 54—56 (1922).

[168] G. A. Lindsay, Sur les limites d'absorption L des éléments Ba-Sb. C. R. **175** p. 150—151 (1922).

[169] H. D. Babcock, A determination of $\frac{e}{m}$ from measurements of the Zeeman effect. Astrophys. J. **58** p. 149—163 (1923).

[170] H. D. Babcock, The Zeeman effect for iron, chromium and vanadium and a determination of $\frac{e}{m}$. Phys. Rev. (2) **22** p. 201 (1923).

[171] E. Back, Zur Kenntnis des Zeeman-Effektes. Ann. d. Phys. (4) **70** p. 333—372 (1923).

[172] A. Dauvillier, Recherches spectrographiques de haute fréquence dans le groupe des terres rares. C. R. **176** p. 1381—1383 (1923).

[173] H. Nagaoka and Y. Sugiura, Spectroscopic evidence of isotopy. Japan. J. of Phys. **2** p. 167—278 (1923).

[174] F. A. Saunders and H. N. Russel, New regularities in the spectra of the alkaline earths. Phys. Rev. (2) **22** p. 201 (1923).

[175] R. A. Sawyer and H. L. Becker, The explosion spectra of the alkaline earth metals. Astrophys. J. **57** p. 98—113 (1923).

[176] G. Wentzel, Bemerkungen über Serienspektren, an deren Emission mehr als ein Elektron beteiligt ist. Phys. Zs. **24** p. 104—109 (1923).

[177] H. B. Dorgelo, Die Intensität mehrfacher Spektrallinien. Zs. f. Phys. **22** p. 170—177 (1924).

[178] M. Kimura and G. Nakamura, Cathode spectra of metals and their salts. Japan. J. of Phys. **3** p. 29—41 (1924).

[179] M. Kimura and G. Nakamura, A classification of enhanced lines of various elements. Japan. J. of Phys. **3** p. 197—215 (1924).

[180] E. L. Nichols and H. L. Howes, The photoluminescence of flames II. Phys. Rev. (2) **23** p. 472—477 (1924).

[181] M. Kimura, Classification of enhanced lines of various elements II. Spectra of intermittent arc shunted by a condensor. Scient. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo **3** p. 71—80 (1925).

[182] Josef Mikulas Mohr, Sur l'effet de pôle des raies du baryum et du neodyme dans la partie visible du spectre. C. R. **180** p. 1397—1399 (1925).

[183] Y. Nishina, On the L-absorption spectra of the elements from Sn (50) to W (74) and their relation to the atomic constitution. Phil. Mag. (6) **49** p. 522—537 (1925).

[184] H. N. Russel and F. A. Saunders, New regularities in the spectra of the alkaline earths. Astrophys. J. **61** p. 38—69 (1925).

[185] E. Schrödinger, Die wasserstoffähnlichen Spektren vom Standpunkte der Polarisierbarkeit des Atomrumpfes. Ann. d. Phys. (4) **77** p. 43—70 (1925).

[186] S. M. Cork and B. R. Stephenson, The K-emission spectra for elements tin (50) to hafnium (72). Phys. Rev. (2) **27** p. 530—537 (1926).

[187] M. Kimura, The number of easily detachable electrons in the atoms of various elements. Japan. J. of Phys. **4** p. 71—74 (1926).

[188] A. Leide, Messungen in der K-Serie der Röntgenspektra. Diss. Lund 1925 und Zs. f. Phys. **39** p. 686—710 (1926).

[189] A. Petrikaln, Über die Explosionsspektra des Quecksilberfulminats und einiger Oxyde. Zs. f. Phys. **37** p. 610—618 (1926).

[190] Katherine Chamberlain and George A. Lindsay, The determination of certain outer X-ray levels for the elements from antimony (51) to samarium (62). Phys. Rev. (2) **30** p. 369—377 (1927).

[191] Hans Kerschbaum, Messung der Leuchtdauer der Atome. Ann. d. Phys. (4) **83** p. 287—295 (1927).

[192] P. K. Kichlu and M. Saha, On the explanation of spectra of metals of group II. Phil. Mag. (7) **4** p. 193—207 (1927).

[193] M. Miyanishi, Spectra of various metals emitted from arcs in chlorine atmospheres. Japan. J. of Phys. **4** p. 119—131 (1927).

[194] L. S. Ornstein, M. Coelingh und J. G. Eymers, Intensitätsverhältnis für Dubletts mit größeren Frequenzdifferenzen. Zs. f. Phys. **44** p. 653—654 (1927).

[195] L. E. Smith, The luminescence of pure barium bromide under the action of alpha-, beta- and gamma- rays. Phys. Rev. (2) **28** p. 431—437 (1926).

[196] R. C. Johnson, The band spectra of the alkaline earth halides II. Proc. Roy. Soc. A. **122** p. 189—200 (1928).

[197] C. C. Kiess, Interferometer measurements of wave lengths in the vacuum arc spectra of titanium and other elements. Bur. of Stand. J. of Res. **1** p. 75—90 (1928).

[198] F. Löwe, Atlas der letzten Linien, Dresden-Leipzig (1928) u. Phys. Zs. (8) **31** p. 392 (1930).

[199] O. H. Walters and S. Barratt, The alkaline earth halides spectra and their origin. Proc. Roy. Soc. A **118** p. 120—127 (1928).

[200] F. Zambonini e V. Caglioti, Sulla determinazione quantitativa spettroscopica di piccole quantitá di stronzio, di bario, e di cesio nei minerali, nelle roccie, nelle acque minerali, ecc. Lincei Rend (6) **8** p. 262—273 (1928).

[201] G. Joos, Hdb. d. Exp. Phys. Bd. **22** p. 275—276 (1929).

[202] A. Hollaender, I. W. Williams, The molecular scattering of light from solids, crystalline sulfates and their water solutions. Phys. Rev. (2) **34** p. 994 (1929).

[203] J. C. Mc Lennan and E. J. Allin, The fine structure of spectral lines. Phil. Mag. (7) **8** p. 515—520 (1929).

[204] H. Nisi, Raman effect in some crystals. Proc. Imp. Acad. Tokyo **5** p. 407—410 (1929).

[205] E. W. H. Selwyn, Arc spectra in the region λ 1600—2100. Proc. Phys. Soc. London **41** p. 392—403 (1929).

[206] W. Gerlach, Ramanspektra von kristallisierten und gelösten Nitratsalzen. Ann. d. Phys. (5) **5** p. 196—204 (1930).

[207] P. Krishnamurti, Raman spectra of crystalline inorganic chlorides. Ind. J. of Phys. **5** p. 113—128 (1930).

[208] P. Krishnamurti, Raman effect in metallic halides. Nat. **125** p. 892 (1930).

[209] P. Krishnamurti, Raman effect in some crystalline inorganic sulphates. Ind. J. of Phys. **5** p. 183—191 (1930).

[210] P. Krishnamurti, Raman spectra of inorganic crystals, Part. I und Part. II. Ind. J. of Phys. **5** p. 633—662 (1930).

[211] P. Krishnamurti, Raman spectra of cristalline powders. Nat. **125** p. 463—464 (1930).

[212] C. Ramaswamy, Raman spectra of inorganic sulphates and nitrates. Ind. J. of Phys. **5** p. 193—206 (1930).

[213] Johanna Querbach, Über die Spektren von Fe, La, Ca, Ba, Sr, Mg und ihren Verbindungen im nahen Ultrarot. Zs. f. Phys. **60** p. 109—124 (1930).

[214] F. W. Aston, New isotopes of strontium and barium. Nat. **128** p. 221 (1931).

[215] Cl. Schaefer, F. Malossi, H. Aderhold, Untersuchungen über den Ramaneffekt an Kristallen. Zs. f. Phys. **65** p. 289—318 (1930).

[216] A. Dadieu, F. Jele, K. W. F. Kohlrausch, Das Ramanspektrum organischer Substanzen. Wien. Ber. **140** IIa p. 293—319 (1931).

[217] W. R. Fredrickson and A. L. Warntz, The spectrum of chromium and baryum hydride (Abstr.). Phys. Rev. (2) **37** p. 472 (1931).

[218] S. Frisch, Zur Hyperfeinstruktur in den Spektren von Ca II, Ba II und Tl I. Zs. f. Phys. **68** p. 758—763 (1931).

[219] A. Harvey and F. A. Jenkins, Interpretation of the spectrum of BaF. Phys. Rev. (2) **37** p. 1709—1710 (1931). (Abstr.)

[220] K. Hedfeld, Die Bandenspektren der Erdalkalihalogene. Zs. f. Phys. **68** p. 610—631 (1931).

[221] Elisabeth von Mathes, Zeemaneffekt an Silizium und den Bandenspektren der Erdalkalifluoride. Zs. f. Phys. **68** p. 493—504 (1931).

[222] E. Ritschl und R. A. Sawyer, Hyperfeinstruktur und Zeemaneffekt der Resonanzlinien von Ba II. Zs. f. Phys. **72** p. 36—41 (1931).

Das Spektrum des Bariums ist noch verhältnismäßig wenig bekannt. Von den gemessenen Linien sind noch über 350 nicht eingeordnet.

Vom Ba II ist wohl nur ein geringer Bruchteil der Linien gefunden und von den höheren Ionisationsstufen überhaupt noch keine Linie mit Sicherheit. Die Wellenlängenangaben aus Bd. V und VII werden hier nicht reproduziert. Sie sind dort nachzusehen.

Bevor wir auf die neueren Arbeiten näher eingehen, seien einige Versehen der ersten Lieferung von Bd. VII richtig gestellt. Von den zu Ba I gehörenden Linien sind einige übersehen, bzw. ihre Klassifikationsangabe. So fehlt bei folgenden Linien diese Klassifizierung: 7911.36; 5425.55 (so von Saunders angegeben; vielleicht ist dies die sonst als 5424.62 ÅE gemessene Linie); 3900.37 (Fowler u. Exner und

Haschek messen hierfür 3900.41); 3593.28 (hier ist die Bezeichnung eine Zeile zu tief gesetzt); 3117.94 (Saunders und King geben 3117.64 Å an). Ferner ist eine ganze Gruppe fortgelassen worden, die nur Saunders gefunden hat, nämlich:

4674.97; 4629.63; 4606.38; 4593.16; 4591.07 und 3790.27.

Ba I besteht aus einem Zweivalenzelektronensystem mit Xenonrumpf und liefert daher Singuletts und Tripletts. Die Ionisierungsspannung ist zu 5.188 V ($^1S_0$) und die Anregungsspannung zu 1.56 V ($^1S_0$—$^3P_1$) von mehreren Autoren [150; 147; 136] bestimmt worden.

Das Bogenspektrum des Ba, das alle charakteristischen Eigenschaften eines Erdalkalispektrums besitzt, ist in neuerer Zeit von Russel und Saunders [184] einer Neubearbeitung unterzogen worden, die für die Systematik der Spektroskopie sehr bedeutungsvoll ist. Diese Arbeit stellt insbesondere die unter Anhebung beider Valenzelektronen zustande kommenden Liniengruppen klar. Besonders auffällig ist der Verlauf der F-Termfolge. Trägt man die Rydbergkorrektur f als Funktion der Laufzahl auf, so erhält man eine Kurve, die an den Verlauf der Dispersionskurve in der Nähe der Resonanzstelle erinnert, wobei die Stellen größter Ausschläge gleichzeitig die Stellen anomaler Aufspaltung sind. Schrödinger [185] hat diesen Punkt dann weiter untersucht und gefunden, daß es sich dabei nicht um eine einfache Resonanzfrequenz des Atomrestes Ba handeln kann.

Kiess [197] hat eine Anzahl von Linien im Vakuumbogen mittels Interferometer gemessen und gibt folgende Wellenlängen an:

λ	Int.	λ	Int.
6595.328	2	6141.716	6r
27.314	2,5	10.785	3r
6498.762	3r	6063.118	2
96.901	6r	19.474	1
82.912	2	5997.091	1
50.854	1.2	71.701	1
6341.683	1.5	5853.679	2

Frl. Querbach [213] hat die folgenden Linien des Bogenspektrums von Ba mit großem Gitter relativ zu Eisennormalen von Burns gemessen:

λ	Int.	λ	Int.
8915.00	1	8210.28	5
8860.98	1	8161.58	1
8654.07	2	47.72	1
8581.98	1	20.51	1
67.49	1	7911.34	8
59.98	10	05.79	10
14.24	1	7839.56	2
8285.05	1	7780.48	10

Weiter hat Selwyn [205] bei kurzen Wellenlängen einige Linien gemessen, die in der folgenden Tabelle wiedergegeben sind:

λ	Int.	λ	Int.
2052.97	2 Ba II	1904.16	1
2024.18	4	1786.76	1
1999.54	3 λ_{vac}	1694.31	4
85.89	1 Ba II	1674.39	1
24.77	5		

Ba II besitzt ein Dublettspektrum, da es ein cäsiumähnliches Einvalenzelektronensystem ist. Die Ionisierungsspannung für den $^2S_1$-Term beträgt 9.96 V. [201]. Zu den Versuchen, die verschiedenen Ionisationsstufen zu trennen, gehören die beiden Arbeiten von Kimura und Nakamura [178 und 179]. Zuerst [178] bedeckten sie die Kathode eines Geißlerrohres mit $BaCl_2$ und ließen Entladungen hindurch gehen. So erhielten sie nur wenige Linien, die teils zu Ba I, teils zu Ba II gehören. Es hat keinen Zweck diese Klassifizierung hier anzuführen, da sie zu unsicher ist. Bei der zweiten Untersuchung [179] haben sie die Länge der Linien von der Kathode aus gemessen und die Linien als zu Ba II gehörend bezeichnet, wenn sie sich weit von der Kathode erstrecken, dagegen zum Ba III gehörend, wenn sie kurz sind und bis nahe an die Kathode heranreichen. Ihre Messungen sind in folgender Tabelle wiedergegeben:

Ba II		Ba III		
λ	λ	λ	λ	λ
4934	2635	3649	3104	2571
4900	2529	3631	3079	2560
4525	2348	3368	3044	2531
4166	2335	3287	3014	2524
4131	2304	3282	2962	2505
3892	2286	3235	2939	2477
2771	2255	3195	2772	2331
2647	2246	3153	2731	2324
2641	2235	3119	2682	2281

Vergleicht man diese Liste mit der Tabelle S. 83—93 von Bd. VII, so findet man, daß die unter Ba II angegebenen Linien wirklich fast alle zu Ba II gehören; jedoch die unter Ba III verzeichneten finden sich nur im Funkenspektrum von Exner und Haschek und von Schmitz als noch nicht eingeordnete Linien, bis auf λ 2772, die zu Ba II gerechnet wird, falls das nicht eine benachbarte andere Linie ist. Popow [116] hatte zuerst bei einigen Elementen eine besonders gebaute Kombinationsgruppe gefunden; derartige Linien sind in der Tabelle für Ba in Bd. VII S. 86 mit C bezeichnet. Russel und Saunders [184] haben bei den drei Erdalkalien ein ganzes System solcher Gruppen aufgefunden. Bei Ba I sind auf diese Weise 96 bereits gemessene Linien neu eingeordnet, wobei freilich erwähnt werden muß, daß einige dieser Linien schon in alten Seriensystemen verbraucht sind. Russel und Saunders geben in ihrer bereits oben erwähnten Arbeit auch einige noch nicht gemessene Linien an, nämlich: 7688.79 (2); 7127.0 (0); 4699.11 (15); 4512.89 (1); 4504.36 (1u); 4459.18 (0); 4430.33 (1); 3980.42 (2u); 3699.94 (2) und 3523.92 (0u) ÅE.

Mohr [182] untersucht den Poleffekt an Ba-Linien, indem er an Bogenlinien den Unterschied der Wellenlänge mit einem Interferometer feststellt, der zwischen den Teilen der Linien besteht, die von der Mitte des Bogens, der Anode und von der Kathode emittiert werden. Folgende Tabelle gibt die gemessenen Differenzen in 0.001 ÅE an.

λ	Diff. Kath.-Mitte	Diff. Anode-Mitte	λ	Diff. Kath.-Mitte	Diff. Anode-Mitte
6527	+ 3	+ 0	5826	+ 2	+ 1
6498	2	0	5777	5	0
96	3	0	5535	5	0
82	2	0	4934	3	1
50	3	0	4877	— 3	1
341	3	0	4726	— 3	0
141	1	2	4673	— 5	— 1
110	6	2	4573	+ 4	+ 1
063	6	0	4554	3	1
5997	3	1	4431	3	1
71	2	0	4402	3	1
853	3	1	4283	3	0
49	2	0	4130	4	2

Miyanishi [193] untersucht einen Ba-Bogen in Chlor-Atmosphäre und findet, daß im allgemeinen die Funkenlinien begünstigt werden, wozu noch verbotene Linien und andere sonst nirgends beobachtete auftreten. Er findet folgende neue Ba-Linien.

Wellenlänge λ	Intensität	Wellenlänge λ	Intensität
5606	3	3729	1
5258	2	3723	2
5180	1	3666	2
5165	2	3542	5
5148	3	3521	2
5066	3	3492	1
4712	2	3476	3
4654	1	3459	4
4642	1	3440	4
4456	1	3414	1
4252	1	3395	1
4050	1	3378	2
4020	2	3339	1
3817	2	3268	2
3766	2	2932	2

Er glaubt alle diese Linien als Kombinationen in das Termschema einordnen zu können; doch die Genauigkeit seiner Messung — ganze Angströmeinheit — genügt nicht in allen Fällen, zu entscheiden, ob es sich wirklich um neue und um gesetzmäßig gelagerte Linien handelt, darum ist hier auf eine Angabe der Terme verzichtet worden.

Mc Lennan und Allin [203] untersuchen die Feinstruktur einiger Ba-Linien und finden folgende zusammengesetzt:

Wellenlänge λ	Abstände der Komponenten von der Hauptl. 0 und die Intens.
6595.3	0 (10) — 0.099 (8)
6527.3	+ 0.131 (1); 0 (10)
6450.9	0 (10); — 0,104 (1)
6063.1	+ 0.181 (1); + 0.066 (10); 0 (9)
6019.4	+ 0.161 (1); 0 (10); — 0.082 (1)
5997.0	0 (10) — 0.066 (4)
5971.7	+ 0.137 (1); 0 (10); — 0.062 (1); — 0.129 (5)
5535.5	+ 0.044 (1); 0 (10); — 0.041 (5); — 0.065 (5)
4934.0	+ 0.043 (10); 0 (10)
4899.9	0 (10) — 0.060 (2)
4554.0	0 (10); — 0.037 (9); — 0.051 (9); — 0.085 (8)

Die Linien 6694; 6675; 6499 und 6342 sind nach diesen Autoren einfach. Im Gegensatz dazu gibt Frisch [218] an, die Linien 4934 und 4554 seien einfach. Diese beiden Linien wurden später noch von Ritschl und Sawyer [222] auf Feinstruktur untersucht. Sie finden die Linien zwar zusammengesetzt, aber anders als Mc Lennan. Sie untersuchen Ba in einer Hohlkathode bei der Temperatur der flüssigen Luft mittels eines Fabry-Perot-Interferometers und finden folgende Aufspaltungen der Linien:

λ 4934: + 0.027; 0; — 0.045 (oder $\Delta\nu = -0.11$ und $+0.19$)
λ 4554: + 0.018; 0; — 0.034 (oder $\Delta\nu = -0.09$ und $+0.16$).

Die Mittellinie ist stark, die äußeren schwach, was diese Autoren darauf zurückführen, daß die mittlere starke Linie von den geradzahligen Isotopen 136 und 138 herrührt, die ohne Kernmoment sind, während die äußeren vom ungeradzahligen Ba 137 stammen. Dieser Ansicht widerspricht auch die Zeemaneffektuntersuchung nicht, die weiter unten noch besprochen werden soll.

Sawyer und Becker [175] tränken Asbestfasern mit Salzlösung und lassen die Entladung eines mit hochgespanntem Strom geladenen Kondensators hindurchfließen; dabei verdampft die Lösung explosionsartig und man erhält ein Spektrum mit umgekehrten Linien. Ba-Salze zeigen die Linien: 4554, 4524, 4350, 4266, 4130 und 3896, also die erste Linie der Hauptserie, der scharfen Nebenserie und drei der diffusen Serie und endlich 4350, eine noch nicht eingeordnete Linie. Petrikaln [179] findet 5535 und 4607 bei Ba-Explosionen.

M. Kimura [187; 181] untersucht das Auftreten der verschiedenen Funkenspektren in einer stark kondensierten Entladung und diskutiert die Ergebnisse hinsichtlich der Bohrschen Theorie.

Röntgenspektra. In der L-Reihe der Röntgen-Emissionslinien machen Coster [163] und Dauvillier [172 und 166] neue umfassende Messungen, die sich zum Teil gegenseitig ergänzen. Die Übereinstimmung beträgt bei den stärkeren Linien 4, bei den schwächeren nur 3 Dezimalen.

Leide [188] und Cork und Stephenson [186] untersuchen die K-Serie von Ba. Ihre Messungen der $K\alpha_{12}$-Werte stimmen in den ersten 4 Stellen überein, obwohl die letzteren Autoren eine etwas andere Gitterkonstante zugrunde legen. Auch die Werte für die 3 Kanten der L-Absorption nach Coster [163], Lindsay [168] und Nishina [183] zeigen eine ähnliche Übereinstimmung. Ferner scheint auch der Wert von Leide [188] für die K-Kante noch in der 4. Stelle richtig zu sein.

Weiter sind in den untenstehenden Tabellen die Energiewerte der Röntgenniveaus nach Siegbahn angegeben; sie sind nach dem experimentellen Wert der L_{III}-Absorptionskante berechnet.

Messungen mit Kristallgitter.

Wellenlängen in XE, bezogen auf Kalkspat: $d_{18^\circ}_{n=\infty} = 3029.45$.

Emission, L-Serie.

Übergänge nach [223]	Bezeichnung	i	Coster [163]	Dauvillier [166, 172]
L_{III} M_I	L l	0	3128.7	—
L_{II} M_I	η	0	2857.1	2841.3?
L_{III} M_{IV}	α_2	1	2779.02¹)	—
L_{III} M_V	α_1	10	2769.64¹)	2768.5
Funkenl.	α_3	00	2555.1	2755.4
,,	α_4	—	—	2732.7
,,	β_{11}	—	—	2631.5
L_{II} M_{IV}	β_1	6	2562.24¹)	—
L_I M_{II}	β_4	1	2549.8¹)	2549.9
L_I M_{III}	β_3	1	2511.0¹)	2511.6
L_{III} N_I	β_6	00	2477.2	2477.6
L_{III} N_V	β_2	2	2399.3	—
Funkenl.	β_2'	00	2381.7	—
L_I M_{IV}	β_2''	0	—	2381.3?
Funkenl.	β_7	—	2375.6	2375.5
,,	β_1	—	—	2371.7
L_I M_V	β_9	00	2371.2	—
Funkenl.	β_5	—	—	2359.5
,,	β_{10}	—	—	2351.1
,,	—	—	—	2344.7
L_{II} N_I	γ_5	00	2302.3	2303.6
Funkenl.	—	—	—	2288.2
,,	—	—	—	2283.4
,,	γ_{10}	—	—	2218.6
L_{II} N_{IV}	γ_1	2	2236.60¹)	—
Funkenl.	γ_8	00	2218	—
,,	γ_6	—	—	2211.2
,,	γ_2'	—	—	2201.6
Funkenl.	γ_{10}	—	2140.2	2140.6
L_I N_{II}	γ_2	—	2134.0	—
L_I N_{III}	γ_3	0	2129.5	2129.1
Funkenl.	γ_4'	—	—	2098.9
L_I $O_{II,III}$	γ_4	0	2071.5	—

¹) Nach Hjalmar [148].

Emission, K-Serie.

Übergänge	Bezeichnung [223]	i	Leide [188]	Cork und Stephenson[1]) [186]
K L_{II}	α_2	5	388,99	388,91
K L_{III}	α_1	10	384.43	384.31
K M_{II}	β_3	1	—	340.89
K M_{III}	β_1	2	—	340,22
K $N_{II.III}$	β_2	0	—	332.22

Absorption.

Niveau	Art	i	Coster [163]	Lindsay [168]	Nishina [183]	Leide [188]
L_{III}	Kante	st	2356,7	2357.7	2356.8	—
L_{II}	,,	m	2198	2199.5	2199.3	—
L_{I}	,,	schw	—	2060.2	2062.0	—
K	,,	st	—	—	—	330.70

Energiewerte der Röntgenniveaus nach Siegbahn[2]).

Röntgenniveau	K	L_I	L_{II}	L_{III}	M_I	M_{II}	M_{III}	M_{IV}
Opt. Symbol	$1\,^2S_{\frac{1}{2}}$	$2\,^2S_{\frac{1}{2}}$	$2\,^2P_{\frac{1}{2}}$	$2\,^2P_{\frac{3}{2}}$	$3\,^2S_{\frac{1}{2}}$	$3\,^2P_{\frac{1}{2}}$	$3\,^2P_{\frac{3}{2}}$	$3\,^2D_{\frac{3}{2}}$
$\frac{\nu}{R}$	2757.2	441.6	414.6	386.7	95.5	84.2	78.7	58.9

Röntgenniveau	M_V	N_I	N_{II}	N_{III}	N_{IV}	N_V	O_I	$O_{II.III}$
Opt. Symbol	$3\,^2D_{\frac{5}{2}}$	$4\,^2S_{\frac{1}{2}}$	$4\,^2P_{\frac{1}{2}}$	$4\,^2P_{\frac{3}{2}}$	$4\,^2D_{\frac{3}{2}}$	$4\,^2D_{\frac{5}{2}}$	$5\,^2S_{\frac{1}{2}}$	$5\,^2P_{\frac{1}{2}\cdot\frac{3}{2}}$
$\frac{\nu}{R}$	57.7	18.8	14.6	13.7	7.2	6.9	3.5	0.7

Über Raman-Effekt-Untersuchungen an Bariumverbindungen ist bereits eine ganze Anzahl von Arbeiten erschienen, die im folgenden kurz erwähnt werden sollen.

$BaCl_2$ wurde in zwei Arbeiten von Krishnamurti [207; 208] mit negativem Erfolg untersucht.

Bariumchlorat $Ba(ClO_3)_2$ hat Krishnamurti [210] mit Hilfe der Pulvermethode auf Ramanlinien untersucht und dabei gesetzmäßige Verschiebungen der Linien und Intensitätsänderungen von den XO_3- und XO_4-Gruppen festgestellt. Im zweiten Teil dieser Arbeit [210] berichtet er über seine Untersuchungen an Kristallen von $Ba(OH)_2 \cdot 8H_2O$ und $Ba(CNS)_2$ und findet für die erstgenannten eine schwache Linie bei 417 cm^{-1}, die dem Kristallwasser oder dem OH-Ion zugehört; für die Barium-

[1]) Kalkspat: $d_{18} = 3029.04$ angenommen.

[2]) Spektroskopie der Röntgenstrahlen, Berlin 1931, 2. Aufl., S. 346.

sulfocyanidkristalle erhält er Ramanlinien bei 2053 und 776 cm^{-1}, die wahrscheinlich dem Sulfocyanid zukommen.

Für Bariumnitrat $Ba(NO_3)_2$ erhält Ramaswamy [212] drei Ramanfrequenzen: $\nu = 726$; 1048 und 1357 cm^{-1}, von denen die mittlere optisch inaktiv und die beiden anderen aktiv sind. Krishnamurti [211] mißt die folgenden drei Ramanlinien bei 7.17 μ, 9.53 μ und 13.72 μ für Bariumnitratkristalle. Gelegentlich einer anderen Untersuchung [212] mißt er für $Ba(NO_3)_2$ nahezu die gleiche Frequenz (1045) wie für HNO_3. Gerlach [206] findet, daß die Frequenzverschiebung bei $Ba(NO_3)_2$-Ramanlinien mit zunehmender Konzentration der Lösung zunimmt. In verdünnter Lösung nähert sie sich der unteren Grenze der NO_3-Schwingung in den kristallinen Salzen mit großen Kationen. Schäfer, Matossi und Aderhold [215] erhalten bei ihren Ramaneffektuntersuchungen an Bariumnitratkristallen die optisch inaktive Schwingung bei 9.56 μ.

An schwach gelben Bariumnitratkristallen $Ba(NO_2)_2$ in 33%iger Lösung bestimmen Dadieu, Jele und Kohlrausch [216] die folgenden 8 Ramanfrequenzen $\nu = 23516$; 23368; 22400; 22349; 22289; 22228; 22127 und 21613.

Ferner geben Hollaender und Williams [202] als Ramanfrequenzen für Barytkristalle $BaSO_4$ (fest) 701; 974; 998; 1252 und 2223 cm^{-1}. Dagegen finden Schäfer, Matossi und Aderhold [215] an denselben Kristallen die folgenden 4 Ramanlinien bei 8.8 μ; 10,15 μ; $\begin{cases}15.6\,\mu\\16.3\,\mu\end{cases}$ und 21.7 μ. Nisi [204] mißt die 4 Ramanfrequenzen 452; 622?; 984 und 1148 gleichfalls an festem $BaSO_4$, während Ramaswamy [211] $\nu = 457$; 617; 918 und 1102 cm^{-1} feststellt, von denen die erste und dritte inaktiv und die zweite und vierte aktiv sind. Alle 4 Frequenzen sind nach seiner Meinung dem SO_4-Ion zuzuordnen. Krishnamurti [209] untersucht den paramagnetischen Einfluß des Kations auf Ramanlinien u. a. auch an $BaSO_4$-Kristallen.

Über Zeemaneffektuntersuchungen an Barium finden sich neuere Angaben von Babcock [169] für die Linie 4554, von Back [170, 171] für λ 6498; 6141 und 5853 und ferner auch bei Ritschl und Sawyer [222]. (Man sehe auch Bd. V und Bd. VII.) Aus Intensitätsmessungen ermittelt Dorgelo [177] das Intensitätsverhältnis der Linien eines Tripletts der Erdalkalien zu $\frac{5}{2} : \frac{3}{2} : \frac{1}{2}$. Ornstein, Coelingh und Eymers [194] stellen Messungen an den weit getrennten Paaren der beiden Nebenserien von Ba II an. Nagaoka und Sugiura [173] machen einen verfehlten Versuch, Isotopien nachzuweisen, während Aston [214] mit einer verbesserten Anordnung seines Massespektrographen sogar 4 Ba-Isotopen nachweisen kann, nämlich: 138; 137; 136 und 135. Ramsauer und Wolf [161] untersuchen die Leuchtdauer von Spektrallinien im erlöschenden Bogen und finden, daß die Linien der Hauptserie am längsten nachleuchten, ihnen folgen bezüglich der Leuchtdauer die Linien der ersten und zweiten Nebenserie. Innerhalb der Serien nimmt die Leuchtdauer mit zunehmender Laufzahl ab. Dunstan und Wooten [158] photographieren das Spektrum eines horizontalen Bogens, dem die Metallsalze im elektrischen Ofen durch einen darunter brennenden Hilfslichtbogen gleichmäßig zugeführt werden, wobei niemals eine Linie an der Kathode stärker auftrat als an der Anode. Entgegenstehende Behauptungen erklären die Verfasser durch ungleichmäßige Zuführung der Substanz.

Als Restlinien (raies ultimes) führt Löwe [198] die folgenden an:

Ba I λ	Intensität im Bogen	Intensität im Funken
3501.1	B 8	F 2
4467.1	5	1
4489.0	7	2
4591.8	3	1
5535.5	10 R	6
5777.7	10 R	5
2304.2	6 R	8 R
2335.3	6 R	10 R

Ba I λ	Intensität im Bogen	Intensität im Funken
2347.6	5	7
2528.5	—	6
2634.8	5	8
2641.4	2	2
2647.3	4	4
4554.0	10 R	10 R
4934.1	10 R	10 R

Zambonini und Caglioti [200] beschreiben eine quantitative Spektralanalyse von Ba.

Bandenspektra. Vor 10 Jahren waren unsere Kenntnisse über die zahlreichen Bandenspektra der Ba-Verbindungen noch recht kümmerlich. Abgesehen von der Fluorverbindung, deren Banden bereits von mehreren Autoren [57; 62; 66; 110 u. 157] gemessen wurden, waren die Angaben damals noch recht unsicher. Fortschritte machten Walters und Barrat [199], die u. a. die Bariumfluoridbanden zwischen λ 7358 und λ 3311 in Absorption photographierten und feststellten, daß die Banden aller Erdalkalihalogenverbindungen von zweiatomigen Molekülen herrühren, also bei Bariumfluorid nicht, wie man früher glaubte, von dem chemisch gut bekannten Molekül BaF_2, sondern von dem unter gewöhnlichen Bedingungen viel weniger beständigen Molekül BaF. Ferner hat Querbach [213] im nahen Ultrarot zwischen λ 8737 und λ 7848 ein neues Bariumfluoridbandensystem gefunden, dessen Deutung jedoch noch nicht gesichert ist. Einen Teil dieser ultraroten Banden hat bereits George [110] gemessen, ohne allerdings zu wissen, zu welchem Molekül sie gehörten. Zuletzt hat Johnson [196] sich sehr eingehend mit der Untersuchung der BaF-Banden beschäftigt. Ihm gelingt es, sie nach modernen Gesichtspunkten zu analysieren. Die von ihm ermittelten Molekülkonstanten sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Term	A_0	ω_0	$\omega_0 x$	$\omega_0 \gamma$
$1\,^2\Sigma$	—	464.644	2.0318	$+\,0.01^{645}_{351}$
$2\,^2D_1$	14042.02	423.133	2.1108	$+\,0.01166$
$2\,^2S$	19991.97	452.464	1.8767	$+\,0.01569$
$3\,^2D_2$	20193.25	457.189	1.8720	$+\,0.01^{665}_{370}$

A_0 = Elektronenenergie; ω_0 = Kernschw.-Energie.

v. Mathes [221] mißt Zeeman-Aufspaltungen an einzelnen Kanten dieser Banden und deutet diese unter Bezugnahme auf die von Mecke, Zs. f. Phys. 42 p. 390—425 (1927), entwickelte Theorie als Mittelwerte der an den unaufgelösten Bandenlinien hoher Ordnungszahl auftretenden Aufspaltungen. Sie stellen demnach Dubletts der π- und der σ-Komponenten von der Größe $2\Delta\nu_n$ dar.

In neuester Zeit haben Harvey und Jenkins [219] die BaF-Banden in Absorption mittels eines 6 m-Gitters zwischen 3600 und 9000 AE photographiert und 200 Bandenkanten gemessen. Außer den bisher bekannten Bandensystemen haben sie noch zwei neue gefunden. Sie bestätigen die Analyse Johnsons, bedingen aber wichtige Korrekturen in Querbachs Ultrarotmessungen.

Zum Abschluß der Betrachtungen über die Bariumfluoridbanden sei noch eine Arbeit von Nichols und Howes [180] erwähnt, die die Banden dadurch erzeugen, daß sie das Salzpulver BaF_2 in eine Knallgasflamme einblasen und finden, daß einzelne Banden heller werden, wenn man die Flamme mit einer Quecksilberlampe beleuchtet.

Neben den Bariumfluoridbanden sind diejenigen der Chlor-, Brom- und Jodverbindungen häufiger untersucht worden. Doch die einzelnen Banden dieser Verbindungen lassen sich selbst mit den besten heute zur Verfügung stehenden Spektrographen nicht voll auflösen, so daß immer nur Bandenkanten gemessen werden konnten. Zu den in Bd. V und VII bereits erwähnten älteren Untersuchungen sind die Arbeiten von Walters und Barrat [107] und von Hedfeld [220] neu hinzugekommen. Die beiden erstgenannten Autoren beobachten in Absorption, indem sie Ba im Stahlrohr erhitzen und das betreffende Gas zuströmen lassen. Sie geben folgende Bandenköpfe an:

λ von BaCl	Int.	Absch. nach	λ von BaBr	Int.	Absch. nach	λ von BaJ	Int.	Absch. nach
5322.0	1	V.	5417	7	keine Kante	5609.5	10	V.
5241.9	10	R.	5361	10	„ „	5381.7	10	V.
5213.9	0	V.	5303	6	„ „	5260.0	0	?
5166.6	2	R.	5261	4	„ „	5160.0	0	?
5136.0	10	R.	5206	10	„ „	3830.0	1	V.
5066.6	0	V.	5153	5	„ „	3804.0	2	V.
			5101	0	„ „	3778.0	3	V.
						3756.0	3	V.
						3736.0	1	V.

Hedfeld [220] photographiert die sichtbaren Emissionsspektren von $BaCl_2$ und $BaBr_2$ sowohl im Lichtbogen als auch in der Azetylensauerstofflamme mittels eines 3.5 m Gitters. Die an einigen Bandenkanten gemessene Isotopieaufspaltung der Oszillationsenergie des Chlors, Broms und des Bariums sichert neben den ermittelten Kernfrequenzen und Dublettaufspaltungen die Zweiatomigkeit der schwingenden Molekeln und die Einordnung in Niveauschemata. Börsch [82] hat die Kante 5139 von BaCl bereits dreifach gefunden, so daß wohl anzunehmen ist, daß er, ohne es zu wissen, schon Isotopieaufspaltungen gemessen hat. Jedenfalls würde sich eine genauere Untersuchung mit großer Dispersion daraufhin lohnen.

Die früher von mehreren Autoren als Metallbanden bezeichneten Banden des Bariumoxyds sind von Mecke (Phys. Zs. **28** p. 514; 1927 und Zs. f. Phys. **42** p. 390; 1927) eingeordnet worden, und Birge (Critical Table Bd. V p. 409; 1929) gibt dafür folgende Kantenformel an:

$$\nu\,(v'v'') = 14664 + (510\,v' - 2{,}7\,v'^2) - (664\,v'' - 1{,}5\,v''^2).$$

Weiter wird auch ein Bariumhydridspektrum von Fredrickson und Warntz [217] angezeigt, das im Bogen zwischen Ba und Fe in Wasserstoffatmosphäre auftritt. Es liegt zwischen λ 6925 und λ 6380, ist eine $^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$ Termkombination und zeigt neben den P-, Q- und R-Serien auch Satellitserien, die ungewöhnlich stark sind.

Smith [195] untersucht die Lumineszenz von reinem Bariumbromid unter dem Einfluß von radioaktiven Strahlen.

Abgeschlossen am 15. 12. 1931.

Beryllium (Be = 9.02, Z = 4)

Isotopen 8, 9. Mischungsverhältnis Be 8 : Be 9 : ≅ 1 : 2000.

Literatur.

[35] S. Datta, The spectrum of beryllium fluoride. Proc. Roy. Soc. A **101** p. 187—194 (1922).

[36] C. L. Glaser, Über das Spektrum des Berylliums und eine bemerkenswerte Beziehung desselben zu dem Aluminium. Ann. d. Phys. (4) **68** p. 73—88 (1922).

[37] E. Back, Zur Kenntnis des Zeemaneffektes. Ann. d. Phys. (4) **70** p. 333—372 (1923).

[38] J. Holtsmark, Über die charakteristische Röntgenstrahlung der ersten Elemente. Physik. Zs. **24** p. 225—230 (1923).

[39] R. T. Birge, Spectral series of divalent elements. J. Opt. Soc. Amer. **8** p. 233—243 (1924).

[40] M. Levi, On the characteristic X-rays from light elements. Trans. Canada (3) **18**, III p. 159—176 (1924).

[41] R. A. Millikan and J. S. Bowen, The assignement of lines and term values in beryllium II and carbon IV. Nat. **114** p. 380 (1924).

[42] R. A. Millikan and J. S. Bowen, Extreme ultra-violet spectra. Phys. Rev. (2) **23** p. 1—34 (1924).

[43] J. S. Bowen and R. A. Millikan, Relation of pp′ group in atoms of the same electronic structure. Phys. Rev. (2) **26** p. 150—164 (1925).

[44] P. Kapitza and H. W. B. Skinner. The Zeeman effect in strong magnetic fields. Proc. Roy. Soc. A. **109** p. 224—239 (1925).

[45] L. Laporte, Some remarks on primed terms in the spectra of the lighter elements. J. Wash. Acad. **15** p. 409—413 (1925).

[46] R. Mecke, Bandenspektra. Phys. Zs. **26** p. 217—237 (1925).

[47] Rob. S. Mulliken, On a class of one-valence-electron emitters of band spectra. Phys. Rev. (2) **26** p. 561—572 (1925).

[48] Yutaka Takahashi, Band spectra and molecular structure. Nagaoka anniv. vol. p. 1—16 (1925). Jap. Journ. of Phys. **2** p. 95—110 (1923).

[49] J. S. Bowen and R. A. Millikan, Series spectra of beryllium. Phys. Rev. (2) **28** p. 256—258 (1926); (2) **28** p. 417 (1926).

[50] M. C. Mc Donald, Miss E. E. Sutton and A. B. Mc Lay, The arc and spark spectra of a number of elements in the lower quartz spectral region. Trans. Canada (3) **20**, III p. 313—322 (1926).

[51] J. C. Mc Lennan, M. J. Liggett, Arc and spark spectra of rare elements in the fluorite region. Trans. Canada (3) **20**, III p. 377—383 (1926).

[52] R. F. Paton and W. H. Saunders, The spectrum of beryllium. Phys. Rev. (2) **27** p. 106 (1926).

[53] H. Grayson Smith and M. E. Westman, Some infra-red spectra. Trans. Canada (3) **20**, III p. 323—325 (1926).

[54] Elizabeth J. Allin, H. J. C. Ireton, The under-water spark of certain elements. Trans. Canada (3) **21**, III p. 27—31 (1927).

[55] Georg W. Kellner, Die Grundterme des einfach ionisierten Lithiums nach der Schrödingerschen Theorie. Zs. f. Phys. **44** p. 110—112 (1927).

[56] E. Bengtsson, Über das Bandenspektrum des Berylloxyds. Arkiv f. Mat. Astron. och Fysik. **20** A p. 1—17 (1928).

[57] W. Jevons, Observations in connection with the band system of the fluorides of beryllium and magnesium. Proc. Roy. Soc. A. **122** p. 211—227 (1928).

[58] M. Petersen, Beryllium hydride bands. Phys. Rev. (2) **31** p. 1130 (1928).

[59] M. Saha, The Origin of the spectrum of the solar corona. Nature **121** p. 671—672 (1928).

[60] W. H. Saunders and V. M. Albers, The spectrum of beryllium. Phys. Rev. (2) **31** p. 151 (1928).

[61] Sibylle Tolksdorf, Untersuchung der ultraroten Eigenschwingungen binärer Oxyde (BeO, MgO, CaO, ZnO). Zs. f. phys. Chem. **132** p. 161—184 (1928).

[62] W. W. Watson, Beryllium hydride band spectra. Phys. Rev. (2) **32** p. 600—606 (1928). Phys. Rev. (2) **31** p. 1130 (1928).

[63] A. E. Bengtsson, Origin of the ultraviolet beryllium hydride spectrum. Nat. **123** p. 529 (1929).

[64] N. S. Bose and G. K. Mukherjee, Beryllium spectrum in the region 3367—1964. Phil. Mag. (7) **7** p. 197—200 (1929).

[65] H. Fesefeld, Der spektroskopische Nachweis von Beryllium. Zs. f. phys. Chem. (A) **140** p. 254—262 (1929).

[66] E. A. Hylleraas, Die Ionisierungsspannungen von Atomkomplexen. Naturw. **17** p. 982 bis 983 (1929).

[67] H. Nisi, Raman effect in some crystals. Proc. Imp. Acad. Tokyo **5** p. 407—410 (1929).

[68] R. F. Paton and G. M. Rassweiler, Furnace spectrum of beryllium. Phys. Rev. (2) **33** p. 16—21 (1929).

[69] R. F. Paton and R. E. Nussbaum, Series relationships in Be I. Phys. Rev. (2) **33** p. 1093 (1929).

[70] J. E. Rosenthal and F. A. Jenkins, Quantum analysis of the beryllium oxyde bands. Phys. Rev. (2) **33** p. 163—168 (1929).

[71] M. Söderman, Die K-Strahlung der leichtesten Elemente (Al bis Be). Zs. f. Phys. **52** p. 795—807 (1929).

[72] E. W. H. Selwyn, Arc spectra in the region λ 1600—2000. Proc. Phys. Soc. London **41** p. 392—403 (1929).

[73] R. K. Asundi, A research of new bands in the infra-red spectra of CN, Ne^+ and BeF. Indian J. of phys. **4** p. 367—384 (1930).

[74] W. Braunbeck, Berechnung der Röntgen-K-Terme der leichtesten Elemente. Zs. f. Phys. **63** p. 154—167 (1930).

[75] Bengt Edlén and A. Ericson, Hydrogen-like spectra of lithium and beryllium in the extreme ultraviolet. Nat. **125** p. 233—234 (1930).

[76] Bengt Edlén and A. Ericson, Vacuum spark spectra in the extreme ultra-violet down to 100 Å. Nat. **124** p. 688—689 (1929).

[77] Bengt Edlén and A. Ericson, Sur le spectre d'étincelle condensée dans l'ultraviolet extrême jusqu'à 88 Å. C. R. **190** p. 116—118 (1930).

[78] A. Ericson and B. Edlén, Serienspektra der leichtesten Elemente im extremen Ultraviolett. Zs. f. Phys. **59** p. 656—679 (1930).

[79] Lawrence Y. Faust, Fine structure of the K-radiation of the lighter elements. Phys. Rev. (2) **36** p. 161—172 (1930).

[80] J. B. Green, Incomplete Paschen-Back-effect. Phys. Rev. (2) **36** p. 157—160 (1930).

[81] F. A. Jenkins, Fine structure in the beryllium fluoride bands. Phys. Rev. (2) **35** p. 315 bis 335 (1930); Phys. Rev. (2) **33** p. 1090 (1929) Abstract.

[82] P. Krishnamurti, The Raman effect in crystal powders of inorganic nitrates. Indian J. of Phys. **5** p. 1—12 (1930).

[83] H. Nagaoka and T. Futagami, Reversal in the spectra of beryllium. Proc. Imp. Acad. Tokyo **6** p. 12—14 (1930).

[84] F. Paschen, Eine Erweiterung der einfachen Spektra. Berl. Ber. 1930 p. 574—578.

[85] Martin Söderman, Structure of K-radiation from C, B and Be. Phys. Rev. (2) **36** p. 1414 bis 1415 (1930).

[86] M. Söderman, Some precision measurements in the soft X-ray region. Phil. Mag. (7) **10** p. 600—616 (1930).

[86a] M. Söderman, Die Struktur der K-Strahlung im ultraweichen Röntgengebiet. Zs. f. Phys. **65** p. 656—661 (1930).

[87] B. Trumpy, Über die inaktive NO_3-Ionenfrequenz. Kon. Norske Vidensk. Selsk. Förh. **3** p. 159—162 (1930).

[88] W. Watson, Evidence for the isotope of mass 8 in the BeH band spectrum. Phys. Rev. (2) **36** p. 1019 (1930).

[89] Bengt Edlén, Vacuum spark spectra to 40 Å. The spectra of Be III, Be IV, B IV, B V and CV. Nat. **127** p. 405—406 (1931).

[90] W. V. Houston, Structure of soft X-ray lines. Phys. Rev. (2) **38** p. 1797—1802 (1931).

[91] R. Mecke, Bandenspektra negativer Ionen. Zs. f. Phys. **72** p. 155—162 (1931).

[92] R. S. Mulliken, Note on the interpretation of the BeF bands. Phys. Rev. (2) **38** p. 836—837 (1931).

[93] R. S. Mulliken, Interpretation of certain $^2\Delta$, $^2\Pi$ bands of SiH. Phys. Rev. (2) **37** p. 733—735 (1931).

[94] R. S. Mulliken and A. Christy, Λ-type-doubling and electron configurations in diatomic molecules. Phys. Rev. (2) **38** p. 87—119 (1931).

[95] F. Paschen und P. G. Kruger, Die Spektra Beryllium I und II. Ann. d. Phys. (5) **8** p. 1005—1016 (1931).

[96] A. S. Shenstone, The Auger effect in atomic spectra. Phys. Rev. (2) **37** p. 1701—1702 (1931).

[97] W. W. Watson and A. E. Partler, Evidence for a Be isotope of mass 8 and fine structure measurements in the BeH bands. Phys. Rev. (2) **37** p. 167—175 (1931).

Während 1923 im wesentlichen für die Wellenlängen des Be nur eine ganz kurze Liste von Rowland und Tatnall vorlag, deren Linien nicht einmal allgemein für sicher gehalten wurden, über den Bau des Spektrums und Ionisationsstufen gar nichts bekannt war, ist jetzt eine lange Liste von Linien vorhanden, die von λ 8253 bis λ 64 reicht; die Spektren von Be I und Be II sind nahezu ganz bekannt, und einige Linien von Be III und Be IV. Auch die Kenntnis der Bandenspektra hat sich erheblich entwickelt.

Linienspektra. Be I. Zweivalenzelektronensystem mit Singuletts u. Tripletts.
Be II. Einvalenzelektronensystem mit Dubletts.

Den ersten Anfang einer Klärung des Baues verdankt man Popow, der in 2 Arbeiten [27, 29] den Zeemaneffekt einer Reihe von Linien untersucht, und zeigt, daß eine Anzahl der Paare, die Rowland gab, in Wahrheit Tripletts sind. Es ist damit die Triplettserie von Be I gefunden. Er macht es weiter wahrscheinlich, daß auch eine Singulettserie von Be I vorhanden sei, eine Gruppe von 5 Linien (in Wahrheit 6) und eine Paarserie, die zu Be II gehört. — Diese Resultate, die als vorläufige bezeichnet wurden und nicht alle gesichert waren, sind dann durch Back [37] mittels einer Untersuchung der Zeemaneffekte sämtlich bestätigt worden.

Ein zweiter Anstoß kam von Seiten der kürzesten Wellenlängen durch Millikan und Bowen. In der ersten Arbeit finden sie irrtümlich, daß Be zwischen λ 2100 und λ 200 keine Linien besitze [34], aber schon bald [42] finden sie eine Linie bei λ 1512 (in Wahrheit ein Paar von Be II) und geben dann [41] 3 Glieder der Paarserie. Es folgt die Auffindung der PP′-Gruppe mit ihren 6 Linien [43] und dann eine längere

Liste der Tripletts von Be I und der Paare von Be II, welche bis λ 842 hinunterreicht [49].

Den nächsten Fortschritt bringen Paton und Rassweiler [68], die Teile von 2 Singulettserien von Be I im elektrischen Ofen erhalten. Diese Serien werden durch Paschen und Kruger [95] ergänzt, die auch sonst die Spektra von Be I und Be II vervollständigen und die ganze Ordnung zu einem gewissen Abschluß bringen. Sie erzeugen die Spektra teils indem sie eine mit metallischem Be ausgekleidete Hohlkathode benutzen, teils mit einem Bogen zwischen Metallelektroden, der in einem geschlossenen Gefäß brennt, das mit verschiedenen Gasen gefüllt wird, am besten mit Wasserstoff. Bei Gegenwart von O oxydiert das Metall sofort und die Elektroden werden nichtleitend. Beim Bogen in Wasserstoff treten auch 2 Banden auf bei 4991 und 5100 (die zum Hydrid gehören, siehe weiterhin). Gleichzeitig tritt die zweite Singulettserie stark auf, und Paschen meint, zu ihrer Entstehung seien noch chemische Vorgänge erforderlich; die Dissoziation aus einem Molekül scheine eine wesentliche Bedingung zu ihrer Erzeugung zu sein. Paschen und Kruger geben auch vollständige Termschemata und Listen der beiden Spektren Be I und Be II. Paton und Nußbaum [69] glauben noch eine Kombinationslinie 4553.07 zu finden; Paschen hält das für falsch.

Es sind noch mehrere Arbeiten zu nennen, die neue Linien geben; aber ihre Zugehörigkeit zu Be ist sehr unwahrscheinlich. Es seien genannt: Glaser [36], Mc Donald u. a. [50], Mc Lennan und Liggett [51]. Neumessungen geben Bose und Mukherjee [64], Smith und Westman [53]. Die Messung mehrerer Linien durch Selwyn [72] scheint sehr gut zu sein.

Die Ionisierungsspannung für den Grundterm ^1S von Be I wird von Paschen und Kruger zu 9.2810 Volt angegeben. Für Be II gibt Joos (Handb. d. Experim. Phys. **22** p. 229) die Ionisierungsspannung 18.13 Volt an.

Das Be I-Spektrum wurde von Paschen [84] noch erweitert. Er fand die wichtigsten Singulett-Terme und einige neue Triplett-P-Terme. Die Termwerte sind mit den von Bowen und Millikan gefundenen in Tab. 5 angegeben.

Be III. Zweielektronensystem mit Singuletts.

Be IV. Einelektronensystem mit Dubletts.

Etwas wesentlich Neues liefern Ericson und Edlén [75—78], die zum erstenmal Linien von Be III finden, und damit das Spektrum bis zu λ 84 ausdehnen. Sie bemerken, daß Söderman die Röntgenlinie $K\alpha$ bei etwa 113 A gefunden habe, so daß hier Röntgenspektrum und optisches Spektrum in dasselbe Gebiet fallen. Neuestens gibt Edlén [89] weitere Linien von Be III, auch 2 von Be IV, erreicht damit λ 64. — Kellner [55] sagt, der Grundterm von Be III sei 367.645 cm^{-1}, die Ionisierungsspannung 151.293 Volt. — Edlén und Ericson geben als Ionisierungsspannung von Be III: 153.10 ± 0.1 Volt.

Es folgen nun die Tabellen 1, 2 und 3. Die Messungen von Rowland und Tatnall [9] sind noch aufgenommen. Bei den Beobachtern außer Paschen und Kruger ist angegeben, zu welcher Ionisationsstufe die Linie gezählt ist, übrigens immer in Übereinstimmung aller Beobachter.

Zu den Linienspektren des Be sei noch bemerkt, daß Allin und Ireton [54] im Unterwasserfunken λ 2175 umgekehrt erhalten.

Tabelle 1. Be I.

Kombinationen [95]		Paschen u. Kruger [95] λ Luft		Rowland u. Tatnall [9] λ Luft		Bowen u. Millik. [49] λ vac	Paton u. Rassweil. [68]	Bose u. Mukh. [64]	Selwyn [72] λ Luft
$2^1P—3^1S$	8254	10	10				3.5 I		
$3^3P—4^3S$	16	05?	1				—		
$3^3S—4^3P$	7209	3?	3				—		
$3^3P—5^3S$	6981	0?	½				—		
$2^1P—3^1D$	4572	69	10	2.689	45		2.69 I 12		[1])
$2^1P—4^1S$	4407	91	9	—			8.02 I 5		
$2s\,3d\,^3D—2p\,3s\,^3P_0$	4254	12	2	—			—		
$2s\,3d\,^3D—2p\,3s\,^3P_1$	53	76	5	—			—		
$2s\,3d\,^3D—2p\,3s\,^3P_2$	53	05	6	—			—		
$2p\,2p\,^3P_2—2p\,3s\,^3P_1$	3866	03	6	—			—		
$2p\,2p\,^3P_1—2p\,3s\,^3P_1$	65	74	2	—			—		
$2p\,2p\,^3P_0—2p\,3s\,^3P_1$	65	50	5	—			—		
$2p\,2p\,^3P_2—2p\,3s\,^3P_2$	65	43	8	—			—		
$2p\,2p\,^3P_1—2p\,3s\,^3P_2$	65	14	3	—			—		
$2^1P—4^1D$	13	40	10	—			3.46 I 8		
$2^1P—5^1S$	3736	28	5	—			6.30 I 3		
$2^1P—5^1D$	15	54	8	—			5.57 I 5		
$2^1P—6^1S$	3476	61	3	—			—		
$2^1P—2p\,2p\,^1D$	55	20	7	—			—		
$2^1P—6^1D$	3367	64	6	7.579	3		7.67 I 3	7.55	
$2^1P—7^1S$	45	44	2	—			—	—	
$2^3P_2—3^3S$	21	347	30	1.347	45	2.303 I	1.35 I	—	1.350
$2^3P_1—3^3S$	21	086	20	1.079	45	2.042 I	1.09 I } 8	—	1.089
$2^3P_0—3^3S$	21	013	10	—		1.969 I	1.02 I	—	1.016
$2^1P—7^1D$	3282	92	5	—		—	3.15 I 1	—	—
$2^1P—8^1S$	68	99	½	—		—	—	—	—
$2^1P—8^1D$	29	62	3	—		—	—	—	—
$2^1P—9^1D$	3193	79	2	—		—	—	—	—
$2^1P—10^1D$	68	45	½	—		—	—	—	—
$2s\,3d\,^3D—2p\,3d\,^3D_2$	10	95	6	—		—	—	0.91	—
$2s\,3d\,^3D—2p\,3d\,^3D_3$	10	83	7	—		—	—	—	—
$2s\,3p\,^3P—2p\,3p\,^3P_0$	3019	60	3	—		—	—	—	—
$2s\,3p\,^3P—2p\,3p\,^3P_1$	19	51	6	—		—	—	9.54	—
$2s\,3p\,^3P—2p\,3p\,^3P_2$	19	34	8	—		—	—	9.33	—
$2s\,3s\,^3S—2p\,3s\,^3P_0$	2986	62	5	—		—	—	6.63	—
$2s\,3s\,^3S—2p\,3s\,^3P_1$	86	44	8	6.426?	2	—	—	6.44	—
$2s\,3s\,^3S—2p\,3s\,^3P_2$	86	09	10	6.057?	3	—	—	6.08	—
$2p\,2p\,^3P_2—2p\,3d\,^3D_3$	2898	27	8	8.242?	1	—	—	8.26	—
$2p\,2p\,^3P_1—2p\,3d\,^3D_2$	98	19	7	—		—	—	8.08	—
$2s\,2p\,^1P—2p\,2p\,^1S$	2738	09	5	—		—	—	—	—
$2s\,2p\,^3P_2—2p\,2p\,^3P_1$	2650	779	10	0.942	45	1.564 I	0.79	—	0.776
$2s\,2p\,^3P_1—2p\,2p\,^3P_0$	50	712	5	—		1.497 I	.	—	0.719
$2s\,2p\,^3P_2—2p\,2p\,^3P_2$	50	636	10	—		1.433 I	bis } I 2	—	0.645
$2s\,2p\,^3P_1—2p\,2p\,^3P_1$	50	613	8	—		1.406 I	.	—	0.618

[1]) Glaser [36] mißt diese Linien 4572.736. Sonst gibt er noch folgende Linien, die von niemand sonst gefunden sind, also wohl zu Verunreinigungen gehören: 4607 (4)?, 4600 (2)?, 4486.7(2)?, 4277.8(3)?, 4263.6(4)?, 4216.0(5), 4079.0(5), 3994.0(4), 3936.0(5), 3909.3(3), 3891.0(4).

Kombinationen [95]		Paschen u. Kruger [95] λ Luft	Rowland u. Tatnall [9] λ Luft	Bowen u. Millik. [49] λ vac	Paton u. Rassweil. [68]	Bose u. Mukh. [64]	Selwyn [72] λ Luft
$2s2p\,^3P_0—2p2p\,^3P_1$	2650	565 6	—	1.350 I	bis }	—	0.562
$2s2p\,^3P_1—2p2p\,^3P_2$	50	470 10	0.314 45	1.255 I	0.47 }	—	0.467
$2\,^3P_2—3\,^3D$	2494	735 20	4.951 40	5.487 I	4.63 }	—	4.734
$2\,^3P_1—3\,^3D$	94	580 12	4.523 40	5.342 I	4.48 } I 6		4.589
$2\,^3P_0—3\,^3D$	94	547 8	—	5.299 I	4.44 }	λ vac	4.546
$2\,^3P_2—4\,^3S$	2350	826 8	0.847 6	1.50 I	0.78 I 5	1.54	0.78
$2\,^3P_{1,0}—4\,^3S$	50	689 7	—	—	—	1.40	—
$2\,^1S—2\,^1P$	48	612 30R	8.690 50R	—	8.62 I 20	—	—
$2\,^3P_2—4\,^3D$	2175	069 6	5.095? 2	5.72 I	5.04 I 4	5.84	—
$2\,^3P_{1,0}—4\,^3D$	2174	942 4		—			—
$2\,^3P_{2,1}—5\,^3S$	2126	37 5		6.57 I 4			5.70 5
$2\,^3P_{2,1}—5\,^3D$	2056	52 20		6.71 I 4			6.06 9u
$2\,^3P_{2,1}—6\,^3S$	33	30 4		3.43 I 1			2.80 5[1])
$2\,^3P_{2,1}—6\,^3D$	1998	01 10		8.19 I 2			8.11 7u
$2\,^3P_{2,1}—7\,^3S$	85	13 3		—			5.34 2
$2\,^3P_{2,1}—7\,^3D$	64	59 9		4.81 I 1			4.79 6u
$2\,^3P_{2,1}—8\,^3S$	56	63 ½		—			6.97 1u
$2\,^3P_{2,1}—8\,^3D$	43	68 5		3.60? I 1			3.84 4u
$2\,^3P_{2,1}—9\,^3D$	29	67 3					9.47 1u
$2\,^3P_{2,1}—10\,^3D$	19	76 3					9.62 1u
$2\,^3P_{2,1}—11\,^3D$	12	49 1					2.75 0u
$2\,^3P_{2,1}—12\,^3D$	07	12 ½					[2])
$2\,^1S—3\,^1P$	1661	486 12					1.48 2
$2\,^1S—4\,^1P$	1487	472 4					

Tabelle 2. Be II.

Kombinat. [95]		Paschen u. Kruger [95] λ Luft	Bowen u. Millikan [49] λ vac	Kombinat. [95]		Paschen u. Kruger [95] λ Luft	Bowen u. Millikan [49] λ vac
$3P_{\frac{3}{2}}—4S$	5270	843 12	4.28 II 4[4])	$2S—2P_{\frac{3}{2}}$	3130	416 50	1.324 II [3])
$3P_{\frac{1}{2}}—4S$	70	322 10	—	$3P_{\frac{3}{2}}—5D$	3046	676 8	7.86? 4
$3D—4P$	4828	119 7	9.58 II 2[4])	$3P_{\frac{1}{2}}—5D$	46	520 6	—
$3D—4F$	4673	462 20	4.55 II 8[4])	$3D—6F$	2728	83 4	—
$3P_{\frac{3}{2}}—4D$	4361	025 10	2.21 II 7[4])	$3P—6S$	2697	33 1	—
$3P_{\frac{1}{2}}—4D$	60	690 9	—	$3P—6D$	18	10 2	—
$3S—4P$	3274	640 10	5.57 II 5	$3D—7F$	2507	40 1	—
$3P_{\frac{3}{2}}—5S$	41	835 10	2.71 II 3	$3S—5P$	2453	89 3	4.63 II 1
$3P_{\frac{1}{2}}—5S$	41	646 6	—	$3P_{\frac{3}{2}}—7D$	13	45 2	—
$3D—5P$	33	538 3	4.47 II 1	$3P_{\frac{3}{2}}—8D$	2296	97 ½	—
$3D—5F$	3197	164 6	8,01 II 4	$3S—6P$	2161	275 1	—
$2S—2P_{\frac{1}{2}}$	31	064 30	1.972 II [3])				

[1]) Selwyn gibt noch 2050.45 (2u) und 2043.13 (1u), die nicht eingeordnet sind. Von 1998 an hat er λ vac. [2]) Selwyn gibt noch 1721.43 (1) Al?. [3]) Rowland u. Tatnall geben 3131.064 (60), 3130.416 (60). [4]) Smith u. Westman [53] messen: 7329.8 (1), 7212.6 (0), 5272.7 (20), 4883.2 (2) Band?, 4830.8 (8) Band?, 4672.3 (100), 4573.1 (40), 4364.0 (50).

Kombinat. [95]		Paschen u. Kruger [95] λ vac	Bowen u. Millikan [49] λ vac	Kombinat. [95]		Paschen u. Krüger [95] λ vac	Bowen u. Millikan [49] λ vac
$2P_{\frac{3}{2}}$—3S	1776	339 8	6.339 II 8¹)	$2P_{\frac{3}{2}}$—6S	984	025 2	—
$2P_{\frac{1}{2}}$—3S	76	118 6	6.118 II 6	$2P_{\frac{3}{2}}$—6D	973	266 5	—
$2P_{\frac{3}{2}}$—3D	1512	451 10	2.451 II 10¹)	$2P_{\frac{3}{2}}$—7S	49	746 1	—
$2P_{\frac{1}{2}}$—3D	12	303 8	2.303 II 8	$2P_{\frac{3}{2}}$—7D	43	559 4	—
$2P_{\frac{3}{2}}$—4D	1197	19 10	—	$2P_{\frac{3}{2}}$—8D	25	246 ½	—
$2P_{\frac{3}{2}}$—4D	43	03 7	3.01 II 2	2S—4P	842	057 7	2.03 II 1
$2P_{\frac{3}{2}}$—5S	1048	234 6	—	2S—5P	775	375 4	—
2S—$3P_{\frac{3}{2}}$	36	271 8	6.32 II 3	2S—6P	743	579 3	—
2P—5D	26	926 6	6.97 II 0	2S—7P	725	71 ½	—

Tabelle 3. Be III.

[89]	Ericson und Edlén [78. 89]
1^1S—2^1P	100.250
1^1S—3^1P	88.30
1^1S—4^1P	84.75
1^1S—5^1P	83.19
1^1S—6^1P	82.37

Tabelle 4. Be IV.

	Edlén [89]
1^2S—2^2P	75.925
1^2S—3^2P	64.063

Über den Zeemaneffekt an Be liegen außer der Arbeit von Back [37], durch welche die Serieneinordnung bestätigt wurde, noch 2 Untersuchungen von 2 Liniengruppen vor. Kapitza und Skinner [44] haben die $^3P_{0\,12}$—$^3P'_{0\,12}$-Gruppe bei λ 2650, die aus 6 nahe aneinander liegenden Linien besteht, in starkem Feld (110500 Gauss) untersucht. Die schon von Back festgestellte Aufspaltung in normale Tripletts wurde bestätigt. Im Transversaleffekt tritt vollständige Paschen-Back-Verwandlung auf.

Von Green [80] wurden die magnetischen Aufspaltungen des Tripletts $^3P_{0\,12}$—$^3S_1$ bei λ 3322, bei dem die ^3P-Aufspaltung sehr klein ist, nach der Darwinschen quantenmechanischen Theorie berechnet und so bessere Übereinstimmung mit den Messungen von Back erzielt, als nach der alten Theorie.

Als Restlinien des Berylliums sind in Löwes Atlas die folgenden angegeben:

2348.6	Be I	B 10 R	F 3	3131.1	Be II	B 10	F 10 R
2494.4		B 8	F 6	3321.1	Be I	B 10	F 3
2650.9		B 9	F 7	3321.4	Be I	B 10	F 3
3130.4	Be II	B 10	F 10 R	4572.7	Be I	B 8	F 1

Im Röntgengebiete ist nur die K_α-Linie zu erwarten. Zunächst bestimmten Holtsmark [38] und Miss Levi [40] das kritische Potential. Ihre Methode liefert jedoch sehr ungenaue Werte; sie sind durch die Liniengittermessungen der letzten

¹) McLennan [51] gibt 1776.42 (8) im Bogen, 1776.46 (10) im Funken. Ferner 1660.24 (3) im Funken, 1512.9 (5) im Bogen, 1512.8 (10) im Funken. Selwyn [64] gibt 1776.28 (6), 1661.48 (2).

Tabelle 5 der Termwerte.

Be I [84. 49]		Be II [49]		Be III [76]	
$2s\,2s\,^1S$	75194	$2\,^2S$	146880.5	$2\,^1P$	243.263
$2s\,2p\,^1P$	32629	$3\,^2S$	58649.3	$1\,^1S$	1240.769
$2s\,3s\,^1S$	20518	$4\,^2S$	31424.8		
$2s\,3d\,^1D$	10766	$5\,^2S$	19546.3		
		$2\,^2P_1$	114951.7		
$3\,^3S$	23110.22	$2\,^2P_2$	114945.1		
$4\,^3S$	10685.0	$3\,^2P$	50384.7		
$5\,^3S$	6186.9	$4\,^2P$	28120.2		
$6\,^3S$	4033.0	$5\,^2P$	17910.2		
$2\,^3P_0$	53212.86	$3\,^2D$	48827.4		
$2\,^3P_1$	53212.18	$4\,^2D$	27460.4		
$2\,^3P_2$	53209.83	$5\,^2D$	17574.6		
$3\,^3D$	13137.50	$4\,^2F$	27435.0		
$4\,^3D$	7249.2	$5\,^2F$	17558.0		
$5\,^3D$	4589.7				
$6\,^3D$	3165.7				
$7\,^3D$	2315.5				
$8\,^3D$	1760.1				
$2p\,2p\,^3P_0$	15497.68				
$2p\,2p\,^3P_1$	15496.18				
$2p\,2p\,^3P_2$	15494.25				
$2p\,3s\,^3P_0$	— 10362.5				
$^3P_1$	— 10364.6				
$^3P_2$	— 10368.5				

Jahre bedeutungslos geworden. Mittels dieser Methode fand Söderman [71] den Wert 113.4 ÅE für das Schwärzungsmaximum, während die ganze Linienbreite von 111—122 ÅE reicht. In einer späteren Arbeit [86] gibt er den, wie es scheint, genaueren Wert 115.7 bei einer Breite von 10 ÅE an. Faust [79] glaubte eine Feinstruktur gefunden zu haben, deren Nichtexistenz jedoch von Söderman [85, 86a] nachgewiesen und durch Gitterfehler erklärt wurde. Schließlich sei noch eine Arbeit von Houston [90] erwähnt, der die Södermanschen Ergebnisse mit den theoretischen Intensitätskurven für die Modelle mit freiem und gebundenem Elektron vergleicht.

Bandenspektra.

1. Oxydspektrum.

Auf p. 102 von Bd. VII dieses Handbuchs war gesagt, daß durch Lecoq und Gramont und durch Glaser [30] die Zahl der Bandengruppen auf 4 gebracht worden war. Glaser hat sich noch einmal mit dem Spektrum beschäftigt [36]. Indessen ist bei ihm keine moderne Analyse durchgeführt; auch sind seine Messungen ungenügend, so daß wir darüber fortgehen. Nur sei erwähnt, daß nach seinen Messungen Mecke [46] eine Gleichung für das Kantenschema aufstellt. Nach eigenen Messungen gibt dann Jevons [57] folgendes Kantenschema:

v' \ v''	0	1	2	3	4	5	6	7
0	4708.67	5054.10	5445.9	—	—	—	—	—
1	4427.34	4732.66	5075.21	5462.7	—	—	—	—
2	4179.95	4451.79	4754.46	5094.64	5477.0	—	—	—
3	—	4204.21	4474.69	4775.37	5111.97	5481.1	—	—
4	—	—	4228.1	4496.47	4795.24	5127.25	—	—
5	—	—	—	4250.3	4517.3	4813.04	5140.53	—
6	—	—	—	—	—	4535.5	4827.35	5151.45

Er gibt als Kantenformel

$$\nu = 21287.0 + 1364.2\,(v' + \tfrac{1}{2}) - 5.90\,(v' + \tfrac{1}{2})^2 - 1479.1\,(v'' + \tfrac{1}{2}) + 15.22\,(v'' + \tfrac{1}{2})^2 - 5.24\,(v' + \tfrac{1}{2})\,(v'' + \tfrac{1}{2}).$$

Jevons findet noch eine Menge neuer Banden zwischen λ 3514 und λ 2910, die aber sehr unklar sind und deren chemischer Ursprung, ob BeO oder BeF, ebenfalls unbekannt ist. Daher sei die Liste der möglichen Kanten nicht angeführt.

Am weitesten ist die Kenntnis gefördert durch Rosenthal und Jenkins [70], welche 6 Banden ausmessen. Jedes Band hat nur einen P- und einen R-Zweig, deren Linien streng einfach sind. Es fehlt nur eine Nullinie und ist nur eine Störung im R-Zweig vorhanden. Danach entsprechen die Banden dem Übergang ^1S—^1S. Es wird die Gleichung für die Nullinie gegeben:

$$\nu_0 = 21254.05 + 1370.81\,(v' + \tfrac{1}{2}) - 7.76\,(v' + \tfrac{1}{2})^2 - 1487.45\,(v'' + \tfrac{1}{2}) + 11.87\,(v'' + \tfrac{1}{2})^2.$$

Der Bau des Spektrums zeigte, daß das Molekül eine gerade Zahl von Elektronen besitzen muß, wodurch BeN und BeH ausgeschlossen sind; es bleibt nur Be_2 oder BeO möglich. Das Auftreten spricht entschieden für eine Begünstigung durch O — Hellerwerden in der äußersten Flammenhülle, Schwächerwerden im Vakuum, — so daß man ziemlich sicher vom Oxydspektrum sprechen kann.

Tabelle 6. Bandenkonstanten [70].

v' \ v''	0	1	2
0	$B' = 1.5692$ $B'' = 1.6421$ $\nu_0 = 21{,}196.76$	1.5689 1.6232 19,732.99	— — —
1	1.5534 1.6422 22,552.15	1.5537 1.6233 21,088.28	1.5537 1.6052 19,648.00
2	— — —	1.5363 1.6231 22,428.20	— — —

Die Koeffizienten für die Nullinie der 00-Bande sind:

$B_0' = 1.5771$	$B_0'' = 1.6514$
$D_0' = -8.44 \cdot 10^{-6}$	$D_0'' = -8.26 \cdot 10^{-6}$
$F_0' = 22 \cdot 10^{-12}$	$F_0'' = 12 \cdot 10^{-12}$
$J_0' = 17.564 \cdot 10^{-40}$ gcm²	$J_0'' = 16.774 \cdot 10^{-40}$ [die Trägheitsmomente]
$r_0' = 1.358 \cdot 10^{-8}$ cm	$r_0'' = 1.327 \cdot 10^{-8}$ [die Kernabstände].

Die gleiche Untersuchung hat auch Bengtsson [56] ausgeführt. Er arbeitete mit einem 6.4 m-Gitter. Als Dissoziationsenergie im Endzustand findet er: 140 kcal.

Für Banden im Ultraviolett ergibt sich die Kantenformel

$$\nu = 31899 + 1006\, v' - 10\, v'^2 - 1126\, v'' + 10\, v''^2.$$

Über das ultrarote Spektrum von BeO liegt eine Arbeit von Tolksdorf [61] vor. Es wurden die ultraroten Eigenschwingungen im Gebiet von 2—22 μ untersucht. Nachfolgende Tabelle gibt eine Übersicht über die gefundenen Wellenlängen und deren Deutung durch Oberschwingungen.

Tabelle 7.

$\lambda_{(\mu)}$	Intensität	Frequenz
10.5—14.0	s. st.	ν_1, ν_2
8.18	schw.	ν_3
7.15	st.	$2\nu_2$
6.40	st.	$2\nu_1$
4.28	m. st.	CO_2
4.00	schw.	$2\nu_2 + \nu_3$
—	—	$3\nu_1 + \nu_3$
—	—	$3\nu_1 + \nu_2$
2.80—3.15	breit	$2\nu_1 + 2\nu_2$

Das Durchlässigkeitsspektrum von BeO wurde durch Absorptionsmessungen an dünnen Pulverschichten untersucht.

2. Hydridspektrum.

Diese Banden treten im Bogen auf, der in Wasserstoff von 3—15 mm Druck brennt. Auch Paschen [95] sieht sie dort. Sie sind gleichzeitig von Watson [62] und von Petersen [58] bemerkt worden. Watson gibt an, es seien 2 Gruppen vorhanden; die erste liegt bei λ 5120 bis λ 4800. Es sei eine isolierte Gruppe von 12 Zweigen, deren gemeinsamer Anfang bei 20031 cm^{-1} liege. Die Banden gehören sicher zur $^2P_{1,2} \rightarrow {}^2S$-Klasse. — Petersen [58] sagt, es seien mehrere überlagerte 3-zweigige Banden, deren erste Linien enge Paare. Die Banden sind nach Violett abschattiert, der gemeinsame Anfang sei 20032 cm^{-1}. Das Trägheitsmoment ergebe sich zu 3.53×10^{-40}, der Kernabstand zu 1.54×10^{-8}. — Watson gibt als Trägheitsmoment: 2.6833×10^{-40} und 2.7212×10^{-40}. Watson sieht noch eine zweite Gruppe von λ 3700 bis unter λ 2200. Es sind eine Anzahl nach Rot abschattierter Banden, die einfache P- und R-Zweige besitzen. Diese Gruppe gehört zur $^1S \rightarrow {}^1S$-Klasse.

Nachfolgende Tabelle gibt das Nulllinienschema der ultravioletten BeH-Banden.

v′	v″ = 0	1	2	3	4	5
0	39059	36918	34859	32882	—	—
1	(40505)	—	—	34328	32433	—
2	(41922)	—	—	—	33850	32037

Die Gleichung der Nullinien ist:

$$\nu_0 = 39059 + 1460.5\,v' - 14.5\,v'^2 - 2182.0\,v'' + 41.0\,v''^2.$$

Als Trägheitsmomente gibt Watson an: $I_0' = 3.85 \cdot 10^{-40}$. $I_0'' = 2.50 \cdot 10^{-40}$ gm cm². Als Kernabstand $r_0'' = 1.29 \cdot 10^{-8}$ cm.

Später hat Bengtsson [63] die ultravioletten BeH-Banden (0—0, 1—0, 2—0, 3—0, 4—0) gemessen und analysiert. Er schreibt sie dem ionisierten BeH-Molekül zu und bezeichnet sie als $^1\Sigma$—$^1\Sigma$-Kombinationen. Er gibt die folgenden Bandenkonstanten an: $2B_n' = 14.45 - 0.31\,n'$; $2B_n'' = 21.7 - 0.62\,n''$. $r_0'' = 1.31 \cdot 10^{-8}$ cm.

In einer späteren Arbeit gibt Watson [88] an, er habe eine Anzahl schwacher Linien gefunden, die nach seiner Rechnung mit solchen eines isotopen Be_8 übereinstimmten. Dies Resultat wird ausführlich besprochen in [97], und weitere Details über den Bau der Banden (Spaltung der ersten Linien der R u. Q-Serie im (00) Bande (4991) werden hinzugefügt. — Man sehe auch Mulliken [93]. Mecke [91] sagt, die Banden stammten von $[BeH]^-$.

3. Fluoridbanden. Datta [35] hat zuerst dies Spektrum beobachtet, indem er Beryllium-Kalium-Fluorid in den Bogen brachte. Er findet zwischen λ 3400 und λ 2800 6 Bandengruppen, abschattiert nach Rot. Die 4 kurzwelligen sind gleich gebaut, haben abwechselnd starke und schwache Kanten, die starken sind doppelt. Datta mißt eine große Anzahl der Kanten. Sein Hauptziel ist zu untersuchen, ob zahlenmäßige Zusammenhänge zwischen den Fluoridbanden der alkalischen Erden vorhanden seien, und er meint, das zu finden. Sonst wird für die Kenntnis der Banden nicht viel gewonnen.

Dann hat Mulliken [47] das System theoretisch behandelt nach den Angaben Dattas. Er schließt, es handle sich um einen $^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$-Übergang. Von den 3 Kanten, die Datta in jedem Band findet, schreibt er das erste einem R-Zweig, die beiden anderen Q-Zweigen zu, und gibt für letztere eine Formel. — Zu einer anderen Auffassung gelangt Jevons [58]; er meint, es seien 2 R-Zweige und 1 Q-Zweig vorhanden, die Doppelkante entspricht den Umkehrpunkten der beiden R-Zweige, die Einzelkante dem Beginn von R_2 und Q_2. Er gibt Formeln für die 3 Kanten. Daß Jevons auch neue Banden im Ultraviolett findet, deren Zugehörigkeit zu BeO oder BeF zweifelhaft bleibt, ist schon bei BeO gesagt. Wieder eine andere Deutung bringt Jenkins [81], dem die völlige Auflösung der Banden gelingt, so daß er die Kombinationsbeziehungen aufstellen kann. Nach ihm besitzt das Spektrum je 2 P-, 2 Q- und 2 R-Zweige, die mit wachsender Ordnungszahl immer enger zusammenlaufen. Die Doppelkante entspricht auch nach ihm der Umkehrung der beiden R-Zweige, die einfache Kante dem Ursprung von R_1, Q_1, P_1. Das zahlreiche Detail der umfangreichen Arbeit muß man im Original nachsehen. Man sehe auch Mulliken [92]. Es seien nur die Werte der Konstanten angeführt, wie Jenkins sie angibt. Die Kernabstände und Grundfrequenzen für den Anfangs- und Endzustand betragen: $r_e' = 1.390 \cdot 10^{-8}$ cm,

Tabelle 8. Kantenschema des Dublettsystems $^2\Pi - {}^2\Sigma$ von BeF [58].

v' \ v''	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
0	33217.6 214.6 180.0	31979.0 976.9 931.6	30767.6 766.1 —														
1	34366.7 362.3 333.0	33125.2 121.2 —	31904.6 901.7 858.2	30710.7 708.9 —													
2	35501.6 496.8 472.5	34255.5 251.3 225.0	33033.0 027.9 —	31830.1 827.3 785.4	30654.0 651.9 —												
3		35372.8 368.7 345.2	34145.7 142.0 118.2	32940.7 934.9 —	31756.1 752.8 712.7	30597.5 595.6 —											
4			35246.8 242.0 218.2	34037.6 035.2 013.2		31682.9 679.5 639.4	30541.8 539.9 —										
5				35119.9 117.1 092.4	33930.6 — —		31610.6 606.6 569.6	30485.8 484.3 —									
6					34995.8 993.2 966.8	33823.2 — —		31538.2 534.5 498.0	30430.1 428.7 —								
7						34873.6 871.0 840.8			31467.3 462.6 427.0	30373.9 — —							
8							34752.1 749.9 718.3			31396.5 — —	30318.4 318.0 —						
9								34632.8 — —			31326.4 — —	30263.4 262.2 —					
10									34510.7 — —			31257.2 — —	30209.7 208.3 —				
11														30153.8 152.4 —			
12															30096.9 — —		
13																30041.7 — —	
14																	29986.0 — —

ν-Werte nach Datta [35] oberste Wellenzahl R_2-Zweig mittlere Wellenzahl R_1-Zweig (Mulliken Q_2) untere Wellenzahl Q_2-Zweig (Mulliken Q_1)

$r_e'' = 1.357 \cdot 10^{-8}$ cm, $\omega_e' = 1172.56$ cm^{-1}, $\omega_e'' = 1256.62$ cm^{-1}. Die Elektronenschwingungsenergie ist $\nu_e = 33{,}233.61$. Die Gleichungen der Kanten der R_2-, R_1- und Q_1-Zweige lauten nach Jenkins:

$$R_2\colon\ \nu = 33{,}217.3 + 1153.3\,v' - 5.88\,v'^2 - 1247.1\,v'' + 11.21\,v''^2 - 4.92\,v'\,v''$$
$$R_1\colon\ \nu = 33{,}214.3 + 1153.9\,v' - 5.67\,v'^2 - 1247.1\,v'' + 11.50\,v''^2 - 5.36\,v'\,v''$$
$$Q_1\colon\ \nu = 33{,}179.9 + 1163.8\,v' - 8.78\,v'^2 - 1256.5\,v'' + 9.12\,v''^2.$$

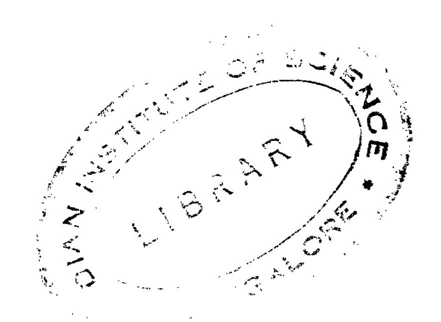
Die Gleichung der Nullinien ist:

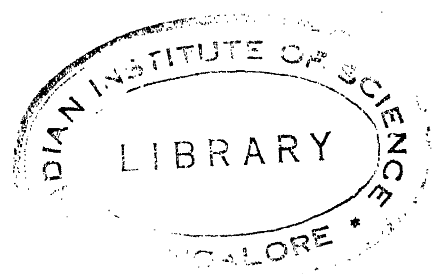
$$\nu_0 = 33{,}187.21 + 1168.8\,v' - 8.78\,v'^2 - 1256.5\,v'' + 9.12\,v''^2.$$

Auch Takahashi [48] behandelt das Spektrum. Asundi [73] sucht vergeblich nach Banden im Ultrarot.

Der Ramaneffekt wurde an Beryll ($Be_3Al_2Si_6O_{18}$) von Nisi [67] untersucht. Er fand die beiden Frequenzen $\Delta\nu = 642$ und 3602. Das Nitrat $Be(NO_3)_2$ wurde von Krishnamurti [82] und von Trumpy [87] untersucht, die die Frequenzen $\Delta\nu$ (krist. $+ 3H_2O$) $= 1050$ und $\Delta\nu$ (3n-Lösung) $= 1049.4$ fanden.

Abgeschlossen am 15. 12. 1931.





Wismut (Bi = 209.00, Z = 83).

Literatur.

1. Nachtrag zu Bd. VII_1 p. 104—113.

[102] M. Siegbahn, Über eine neue Serie (L-Reihe) in den Hochfrequenzspektren der Elemente. Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. **18** p. 150—153 (1916).

[103] T. Takamine and S. Nitta, The spark and the vacuum arc spectra of some metals in the extreme ultra violet. Mem. Coll. Kyoto **2** p. 117—135 (1917).

[104] S. N. Collie and H. E. Watson, On the spectrum of cadmium in the inactive gases. Proc. Roy. Soc. A **95** p. 83—99 (1918).

[105] R. J. Strutt, Le Radium **11** p. 200—204 (1919).

[106] L. et E. Bloch, Sur quelques nouveaux spectres d'étincelle dans l'ultraviolet extrême. C. R. **170** p. 320—322 (1920).

[107] L. et E. Bloch, Spectres d'étincelle de quelques éléments dans l'ultraviolet extrême. C. R. **171** p. 709—711 (1920).

[108] A. de Gramont, Spectres d'arc direct des métaux très fusibles. C. R. **170** p. 31—34 (1920).

[109] J. C. Mc Lennan, I. F. T. Young and H. I. C. Ireton, Arc spectra in vacuo and spark spectra in helium of various elements. Proc. Roy. Soc. A **98** p. 95—108 (1920).

[110] L. et E. Bloch, Spectres d'étincelle dans l'ultraviolet extrême. J. de Phys. et le Rad. (6) **2** p. 229—257 (1921).

[111] D. Coster, Le principe de combinaison et la loi de Stokes dans les séries des rayons X. C. R. **172** p. 1176—1178 (1921).

[112] A. de Gramont et G. A. Hemsalech, Sur les conditions d'émission des raies d'étincelle. C. R. **173** p. 278—284 (1921).

2. Fortsetzung.

[113] L. et E. Bloch, Spectres d'étincelles dans l'eau. J. de Phys. et le Rad. (6) **3** p. 309—325 (1922).

[113a] D. Coster, On the principle of combination and Stokes' law in the X-ray series. Phys. Rev. **19** p. 20—23 (1922).

[114] V. Dolejšek, Über die N-Serie der Röntgenspektren. Zs. f. Phys. **10** p. 129—136 (1922).

[115] W. Duane and R. A. Patterson, Note on X-ray spectra. Proc. Nat. Acad. **8** p. 85—90 (1922). — Phys. Rev. (2) **19** p. 542—543 (1922).

[116] Elis Hjalmar, Recherches sur les séries des rayons X. C. R. **175** p. 878—880 (1922).

[117] V. P. Lubovich und F. M. Pearen, Über ultrarote Spektroskopie. Trans. Canada (3) **16**, III p. 195—212 (1922).

[118] H. Nagaoka and Y. Sugiura, The structure of the bismuth lines. Proc. math. phys. Soc. Japan (3) **4** p. 13 (1922). — Japan. J. of Phys. **1** p. 18 (1922).

[119] W. Dolejšek, Sur l'identification des lignes de la série N. C. R. **178** p. 384—386 (1923).

[120] W. Grotrian, Die Absorptionsspektra einiger Metalldämpfe. Zs. f. Phys. **18** p. 169—182 (1923).

[121] E. Hjalmar, Röntgenspektroskopische Messungen. Zs. f. Phys. **15** p. 65—109 (1923). — Diss. Lund 1923.

[122] A. E. Ruark, F. L. Mohler, P. D. Foote, R. L. Chenault, The spectra of fifth group metals. Nat. **112** p. 831 (1923).

[123] F. W. Aston, The mass-spectra of cadmium, tellurium and bismuth. Nat. **114** p. 717 (1924).

[124] L. et E. Bloch, Extension des spectres d'étincelle du plomb, du bismuth, de l'antimoine et du thallium dans l'ultraviolet extrême. C. R. **178** p. 472—474 (1924).

[125] W. Gerlach, Eine neue spektroskopische Absorptionsmethode. Festschr. Frankfurt p. 215—216 (1924).

[126] E. O. Hulburt, The absorption lines in the spectrum of metallic spark in water. Phys. Rev. (2) **24** p. 129—131 (1924).

[127] M. Kimura and G. Nakamura, A classification of enhanced lines of various elements. Japan. J. of Phys. **3** p. 197—215 (1924).

[128] M. Kimura and G. Nakamura, Cathode spectra of metals and their salts. Japan. J. of Phys. **3** p. 29—41 (1924).

[129] M. Kimura, Classification of enhanced lines of various elements II. Japan. J. of Phys. **3** p. 219—225 (1924).

[130] K. Kopfermann, Über sensibilisierte Fluoreszenz von Blei- und Wismutdampf. Zs. f. Phys. **21** p. 316—326 (1924).

[131] K. Lang, Messungen von Röntgennormalen. Ann. d. Phys. (4) **75** p. 489—512 (1924).

[132] R. J. Lang, On the ultra-violet spark-spectra of some of the elements. Phil. Trans. A **224** p. 371—419 (1924).

[133] A. L. Narayan, G. Subratsmuniam, D. Gunnaiya, K. Rangadhama Rao, Absorption spectra of some metallic vapours. Nat. **114** p. 194 (1924).

[134] A. L. Narayan and K. Rangadhama Rao, The fluorescence and channeled absorption spectra of bismuth vapour at high temperatures. Nat. **114** p. 645 (1924).

[135] A. E. Ruark, F. L. Mohler, P. D. Foote, R. L. Chenault, Spectra and critical potentials of fifth group elements. Sc. Pap. Bur. Stand. No. 490. Vol. **19** p. 463—486 (1924).

[136] A. E. Ruark, F. L. Mohler, P. D. Foote and R. L. Chenault, Critical potentials and spectra of arsenic, antimony, and bismuth. Phys. Rev. (2) **23** p. 770 (1924).

[137] A. E. Ruark, F. L. Mohler, P. D. Foote and R. L. Chenault, Critical potentials and spectra of arsenic, antimony, and bismuth. Americ. Phys. Soc. Wash. Meeting **39** (1924).

[138] C. Runge, Isotopes of mercury and bismuth and the satellites of their spectral lines. Nat. **113** p. 781 (1924).

[139] H. Sponer, Über Spektren elektrisch zerstäubter Drähte. Naturw. **12** p. 619—620 (1924).

[140] M. C. W. Buffam and H. J. C. Ireton, The under water spark spectrum of a number of elements. Trans. Roy. Soc. Canada (3) **19** p. 113—118 (1925).

[141] G. Joos, Gesetzmäßigkeiten in der Hyperfeinstruktur von Spektrallinien. Physik. Zs. **26** p. 380—382 (1925).

[142] M. Kimura and G. Nakamura, Cathode spectra of metals and their salts. Nagaoka-Festschr. Tokyo p. 177—188 (1925).

[142a] A. Leide, Experimentelle Untersuchungen über Röntgenspektra. K-Serie. Diss. Lund 1925.

[143] J. C. McLennan and A. B. McLay, Absorption spectra of various elements in the ultraviolet. Trans. Roy. Soc. Canada (3) **19** p. 89—111 (1925).

[144] A. L. Narayan and K. R. Rao, Absorption of light by vapours of Pb, Sn, Bi, Sb and Mg. Phil. Mag. (6) **50** p. 645—649 (1925).

[145] K. R. Rao, On the fluorescence and channelled absorption of bismuth at high temperatures. Proc. Roy. Soc. A **107** p. 760—762 (1925).

[146] G. Réchou, Étude spectroscopique de la série K des éléments lourds. C. R. **180** p. 1107—1108 (1925).

[147] A. E. Ruark and Roy L. Chenault, Fine structure of spectrum lines. Phil. Mag. (6) **50** p. 937—956 (1925).

[148] A. Terenin, Anregung von Atomen und Molekülen zur Lichtemission durch Einstrahlung. I. Zs. f. Phys. **31** p. 26—49 (1925).

[149] J. M. Cork and B. R. Stephenson, The K-emission spectra for elements from atomic number 50 (Sn) to atomic number 83 (Bi). Phys. Rev. (2) **27** p. 103 (1926).

[150] John G. Frayne and Alpheus W. Smith, The absorption spectra of the vapours of Zn, Cd, Pb, Sn, Bi and Sb. Phil. Mag. (7) **1** p. 732—737 (1926).

[151] Einar Friman, Präzisionsmessungen in der L-Serie der Elemente Wolfram bis Uran. Zs. f. Phys. **39** p. 813—827 (1926).

[152] C. W. Heaps, The emissivity of bismuth in a magnetic field. Phys. Rev. (2) **27** p. 764—768 (1926).

[153] T. Hori, On the absorption spectra produced by the explosion of various elements. Sc. Pap. Inst. phys. chem. research **4** p. 59—78 (1926).

[154] H. Nagaoka and T. Mishima, Fine structure of bismuth lines. Proc. Imp. Acad. Tokyo **2** p. 249—251 (1926).

[154a] A. L. Narayan and K. R. Rao, A note on λ 4722 of bismuth and the nature of „Raies ultimes". Proc. Phys. Soc. London **38** p. 321—323 (1926).

[155] V. Thorsen, Über die Seriendarstellung des Wismutspektrums. Zs. f. Phys. **40** p. 642—647 (1926).

[156] R. V. Zumstein, The absorption spectra of tellurium, bismuth, chromium and copper in the visible and ultra-violet. Phys. Rev. (2) **27** p. 562—567 (1926).

[157] C. E. Eddy and H. Turner, L-emission spectra of lead and bismuth. Proc. Roy. Soc. A **114** p. 605—610 (1927).

[158] S. Goudsmit und E. Back, Feinstrukturen und Termordnungen des Wismutspektrums. Zs. f. Phys. **43** p. 321—334 (1927).

[159] M. Kimura, The number of easily detachable electrons in the atoms of various elements. Japan. J. of Phys. **4** p. 71—74 (1927).

[160] J. C. Mc Lennan and A. B. Mc Lay, A note on the structure of the arc spectra of the elements of the nitrogen group. Trans. Canada (3) **21**, III p. 63—77 (1927).

[161] E. Schweitzer, Der quantitative spektralanalytische Nachweis von Blei in Wismut. Zs. f. anorg. Chem. **165** p. 364—370 (1927).

[162] G. R. Toshniwal, On the arc spectrum of bismuth. Phil. Mag. (7) **4** p. 774—787 (1927).

[163] E. Back und S. Goudsmit, Kernmoment und Zeemaneffekt von Wismut. Zs. f. Phys. **47** p. 174—183 (1928).

[164] E. Back und S. Goudsmit, Zeeman-effect of hyperfine structure and magnetic moment of the bismuth nucleus. Phys. Rev. (2) **31** p. 1125 (1928).

[165] P. Daure, Sur les radiations secondaires observées dans la diffusion moléculaire de la lumière (effet Raman). C. R. **187** p. 940—941 (1928).

[166] R. J. Lang, On the spectra of doubly ionized arsenic, antimony and bismuth (As III, Sb III, Bi III). Phys. Rev. (2) **32** p. 737—745 (1928).

[167] Ernst Lindberg, Röntgenspektroskopische Messungen der M-Reihe der Elemente Uran bis Gadolinium. Zs. f. Phys. **50** p. 82—96 (1928).

[168] M. Miyanishi, The nature of streamers in electric sparks. Japan. J. of Phys. **5** p. 67—82 (1928).

[168a] S. Goudsmit and R. F. Bacher, The Paschen-Back-effect of hyperfine structure. Phys. Rev. (2) **34** p. 1499—1500 (1929).

[169] H. E. White, Interpretation of hyperfine structure in spectral terms. Phys. Rev. (2) **34** p. 1404—1410 (1929).

[170] Gustav Arvidsson, Hyperfine structure in some spectral lines from highly ionized atoms of thallium and bismuth. Nat. **126** p. 565—566 (1930).

[170a] E. Back und J. Wulff, Nachtrag zu: Hyperfeinstruktur des Wismuts von Zeeman, Back und Goudsmit [182]. Zs. f. Phys. **66** p. 10—12 (1930).

[171] S. Barratt and A. R. Bonar, The band spectra of cadmium and bismuth. Phil. Mag. (7) **9** p. 519—524 (1930).

[172] S. Bhagavantam, Raman spectra of some elements and simple compounds. Ind. J. of Phys. **5** p. 35—48 (1930).

[173] F. Charola, Die Absorptionsspektren der Dämpfe von Wismut und Antimon. Phys. Zs. **31** p. 457—463 (1930). — Estud. de las cienc. fis. y math. **5** p. 205—220 (1929).

[174] S. Goudsmit and R. F. Bacher, Der Paschen-Back-Effekt der Hyperfeinstruktur. Zs. f. Phys. **66** p. 13—30 (1930).

[175] S. Idei, The precise measurements of the L-group of the X-rays in the heavy elements. Sc.-Rep. Tôhoku Imp. Univ. **19** p. 559—658 (1930).

[176] P. Krishnamurti, The Raman effect in crystal powders of inorganic nitrates. Ind. J. of Phys. **5** p. 1—12 (1930).

[177] P. Krishnamurti, Raman spectra of crystalline inorganic chlorides. Ind. J. of Phys. **5** p. 113—128 (1930).

[178] J. C. McLennan, A. B. McLay and M. F. Crawford, Spark spectra of bismuth, Bi II and Bi III. Evidence of hyperfine structure. Proc. Roy. Soc. A **129** p. 579—588 (1930).

[179] B. A. Lomakin, Quantitative Spektralbestimmung von Wismut in Kupfer. Zs. f. anorg. Chem. **187** p. 75—96 (1930).

[180] Arne Sandström, Röntgenspektroskopische Messungen der L-Absorption der Elemente 74 Wolfram bis 92 Uran. Zs. f. Phys. **65** p. 632—655 (1930).

[181] H. E. White, Relative intensities in hyperfine structure. Phys. Rev. (2) **36** p. 1800 (1930).

[182] P. Zeeman, E. Back und S. Goudsmit, Zur Hyperfeinstruktur des Wismuts. Zs. f. Phys. **66** p. 1—12 (1930).

[183] G. Breit, On the hyperfine structure of heavy elements. Phys. Rev. (2) **38** p. 463—472 (1931).

[184] R. A. Fisher and S. Goudsmit, Hyperfine structure in Bi II and Bi III (Abstr.) Phys. Rev. (2) **37** p. 1013—1014 (1931).

[185] R. A. Fisher and S. Goudsmit, Hyperfine structure of ionized bismuth. Phys. Rev. (2) **37** p. 1057—1068 (1931).

[186] J. B. Green, Paschen-Back-effect and hyperfine structure in the spectrum of bismuth III (Abstr.). Phys. Rev. (2) **37** p. 1013 (1931).

[187] A. Heimer and E. Hulthén, Band spectrum of bismuth hydride. Nat. **127** p. 557 (1931).

[188] F. R. Hirsch jr., The satellites of M-series X-ray lines. Phys. Rev. (2) **38** p. 914—924 (1931).

[189] P. Krafft, Untersuchung der Absorptionsspektren der M-Serie der Elemente Wismuth, Blei, Thallium, Gold. Wiener Anz. Nr. **17** p. 175—176 (1931).

[190] J. C. McLennan, A. B. McLay and M. F. Crawford, Interpretation of hyperfine structure. — Discussion of h. f. s. in Tl II. Relative G (J) factors of Tl, Bi, Pb (207) and nuclear structure. Proc. Roy. Soc. A **133** p. 652—667 (1931).

[191] E. Lindberg, The M- and N-series. A spectroscopie study of X-rays. Nova acta reg. soc. sci. Ups. **7** (4) p. 5—74 (1931).

[192] J. Parys, Über die Resonanzserien des Wismutdampfes. Zs. f. Phys. **71** p. 807—814 (1931).

[193] P. G. Saper, Band spectrum of bismuth chloride. Phys. Rev. (2) **37** p. 1710 (1931).

[194] H. Schüler, Hyperfeinstrukturen und Kernmomente. Phys. Zs. **32** p. 667—670 (1931).

[195] Stanley Smith, The resonance potential of trebly ionised bismuth. Nat. **127** p. 855 (1931).

[196] A. T. Williams, El numero de atomos excitados y los espectros de absorción de varios vapores metálicos. Estudio de las cienc. **5** p. 501—510 (1931).

Bi I ist ein Fünfvalenzelektronensystem, das Dubletts und Quartetts besitzt. Ionisierungsspannung 7.25 V ($^4S_{\frac{3}{2}}$), Anregungsspannung 4.022 V.

Während bisher über den Bau der Bi-Spektra nur nach Kayser und Runge bekannt war, daß 3 Schwingungsdifferenzen sich oft wiederholen, sind inzwischen die verschiedenen Ionisationsstufen Bi I, Bi II, Bi III und Bi IV teilweise getrennt worden. Ruark, Foote, Mohler und Chenault [135—137] wenden die Methode des thermionischen Bombardements an, wobei die Geschwindigkeiten von 5 Volt bis 60 Volt gesteigert werden. Bei 5 Volt erscheinen nur die Resonanzlinien λ 4722

und λ 3067, während beim Ionisationspotential 8.0 ± 0.5 das ganze Spektrum Bi I entwickelt ist. Das Spektrum Bi II erscheint oberhalb 14 ± 1 Volt, höhere Stufen liegen bei 25 ± 5 und wahrscheinlich bei 45 ± 5 Volt. Nachdem so die Linien von Bi I gesondert sind[1]), wird eine Aufklärung des Baues versucht und es gelingt eine vorläufige Einordnung der meisten Linien, wobei alle ultraroten Linien von Randall [69] und Walters [97] in Bi I einbegriffen sind. Charakteristisch sind weit getrennte Paare. Aber zu einer völligen Klärung des Spektrums und zur Aufstellung einer Termtabelle kommt es nicht. Die von den Autoren zu Bi I gerechneten Linien sind in der weiter unten folgenden Tab. 1 zusammengestellt.

Der nächste, der sich mit dieser Frage beschäftigt, ist Kopfermann [130]. Er macht neue Messungen, die in der folgenden Tabelle angegeben sind. Sie scheinen aber nicht sehr genau zu sein; erstlich sind alle Wellenlängen um etwa 0.1 A größer, als die der besten Beobachter, und zweitens haben einige Linien erhebliche Fehler, z. B. 2938. Er glaubt noch 17 Linien in das Schema von Kayser und Runge einordnen zu können; aber in einzelnen Fällen ist die Abweichung viel zu groß. Er stellt 4 Terme auf. Dann folgt Thorsen [155], der namentlich fremde Messungen benutzt, aber auch aus eigenen neue Linien gewinnt, welche auch in der Tab. 1 angegeben sind. Auch er ergänzt zunächst die Gruppen von Kayser und Runge auf der langwelligen Seite; dann stellt er eine Reihe von Termen auf und gibt Kombinationslinien ps und pd. Er findet Ansätze zu Serien.

Einige Bemerkungen machen Mc Lennan und Mc Lay [160], doch ist die Abhandlung nicht zugänglich.

Als dritter sei Toshnival [162] genannt, der aber die Kenntnisse kaum fördert. Auch er macht eigene höchst ungenügende Messungen. Er sagt zwar, der größte mögliche Fehler sei 0.08 A, bemerkt aber selbst, daß bei den kurzen Wellen seine Zahlen sehr abweichen von den älteren viel genaueren Messungen. Für einen Teil des Spektrums verzichtet er auf die eigenen Messungen und nimmt die von Offermann [96]. Dagegen findet er eine größere Zahl neuer Linien, bei denen man nach dem Gesagten aber auch nur geringe Genauigkeit, vielleicht bis 0.5 A, erwarten kann. Auch er ordnet nun die Linien wie Ruark und findet kurze Stücke von Serien, ist aber nicht imstande, Termtabellen aufzustellen.

Charola [173] hat das Absorptionsspektrum von Bi mittels Unterwasserwolframfunken und Kohlewiderstandsofen (800—2300° C) aufgenommen und fand 17 neue Terme des Bi, die er zum Teil klassifiziert und mit inneren Quantenzahlen versehen hat. Der tiefste Term des Wismuts ist der $^4S_2$-Term, von dem alle beobachteten Absorptionslinien herrühren, da der nächst höhere Term ($^2D_2$) selbst bei einer Temperatur von 1800° ab nur in einer Konzentration von 10^{-4} vertreten ist.

Aus allen diesen Arbeiten ist also der Schluß zu ziehen, daß jetzt die Linien von Bi I wohl ziemlich vollständig aufgefunden sein mögen, daß aber eine Erkenntnis des Baues des Spektrums noch aussteht. In der nun folgenden Tab. 1 sind die ultra-

[1]) Die Forscher führen 16 Linien aus den Tabellen in diesem Handbuch, Bd. V, p. 167—172 an, die zu Verunreinigungen, namentlich Pb, gehören. Sie haben zweifellos in allen Fällen recht. — Sie geben auch 10 Linien von Kayser und Runge, die sie nicht gefunden haben; ob es sich auch hier um falsche Linien handelt, scheint zweifelhaft, da die meisten derselben von mehreren Beobachtern angeführt werden.

Tabelle 1. Bi I.

Einordnung nach Ruark u. a.	Einordnung nach Toshnival	Einordnung nach Charola		Ruark [135]	Toshnival [162]	Kopferm. [130]	Charola [173]
$3d_2—3D_2$	$^4S_2—^2D_3$	$4P_1'—X_6$	6476	24 3	6.24 3		6.24 3
			75	73 3	5.73 3		5.73 3
—	—	—	6364	75 1	4.75 1u		4.75 1u
—	—	—	6184	99 2	4.99 2U		4.99 2U
$\beta—\varkappa$	$^2\bar{P}_2—H_2$	$^4P_4—X_7$	34	82 6	4.86 2		4.86 2
—	—	$^4P_1—X_9$	5742	55 6	2.59 3r		2.58 3r
—	—	—	18	—	8.81 2	—	8.81 2
$\beta—\lambda$	$^2\bar{P}_2—J_2$	$^2P_2'—^2P_2$	5599	41 3	9.41 3		9.41 3
—	—	—	52	35 10	2.23 7r		2.23 7r
—	—	—	08	—	—		8.9 1u
—	—	$^2P_2'—X_{2,3}$	5486	—	—		6.6 1u
—	—	—	5298	34 2	8.36 1u		7.8 1u
—	—	$2P_1—X_2$	09	—	—		9.3 1u
—	—	—	4733	73 4	3.78 2r		3.77 2r
—	—	—	28	—	8.96 1		—
$3\alpha_1^B—\alpha$	$^2D_2—^4P_1$	—	22	54 10R	2.83 10	2.72	2.83 10
—	$^2D_2—^4P_1$	$^2D_2—^4P_1$	22	—	2.54 10	—	2.54 10
—	$^2D_2—^4P_1$	—	22	—	2.19 10	—	2.19 10
—	—	—	16	—	6.38 1	—	—
—	$^4\bar{P}_1—\psi$ $\psi = 4670$	—	4692	—	2.32 1u	—	2.32 1u
$3d_2—3D_1^B$	$^4S_2—^2P_1$	$^2D_3—X_1$	15	53 1	5.60 1	—	5.59 1u
$3d_2—3D_1^A$		—	15	09 1	5.15 1	—	5.15 1
$3D_1^A—\delta$	$^2\bar{P}_1—B_2$	$^2P_1—^4P_2$	4492	99 2	2.97 1	3.16	2.97 1
$3D_1^B—\delta$	$^2\bar{P}_1—B_2$	—	92	62 2	2.61 1	2.79	2.60 1
$3D_1^A—\zeta$	$^2\bar{P}_1—D_2$	$^2P_1'—X_4$	4308	54 4	8.53 4	8.70	8.53 4
$3D_1^B—\zeta$	$^2\bar{P}_1—D_2$	$^2P_1'—X_{21}$	08	18 4	8.17 4	8.34	8.17 4
—	—	—	4272	5 2u	—	—	—
—	—	—	60	—	0.05 1U	—	—
$\alpha—\xi$	$^4\bar{P}_1—\xi$ $\xi = 2475$	—	54	17 1u	4.15 1	—	4.15 1
—	—	—	20	—	0.83 2	—	0.49 1
—	—	—	4127	—	7.36 1u	—	—
$3D_1^A—\eta$	$^2\bar{P}_1—E_1$	—	21	86 6	1.84 5	2.01	1.84 5
$3D_1^B—\eta$	$^2\bar{P}_1—E_1$	$^2P_1'—^2P_1$	21	54 6	1.52 5	1.69	1.52 5
—	—	—	16	—	6.35 1	—	—
—	—	—	3912	—	2.90 1	—	2.89 1
$3D_1^A—\vartheta$	$^2\bar{P}_1—F_1$	—	3888	19 1	8.22 2	8.34	8.22 2
$3D_1^B—\vartheta$	$^2\bar{P}_1—F_1$	$^2P_1'—X_5$	87	90 1	7.94 2	8.05	7.93 2
—	—	—	3775	—	5.75 1	—	5.74 1
—	—	—	3619	—	9.37 2	—	—
—	—	—	3599	—	9.94 1	—	—
$3D_1^{A,B}—\varkappa$	$^2\bar{P}_1—H_2$	$^2P_1'—X_8$	96	11 4R	6.11 3R	6.26	6.11 3R
—	—	—	19	—	9.18 3	—	—
$3D_2—\delta$	$^2D_3—B_2$	$^2D_3—^4P_2$	10	88 4R	0.96 6u	1.00	0.95 6R
—	$^2\bar{P}_1—J_2$	$^2P_1'—^2P_2$	3505	25 2R	5.63 7u	5.39	5.23 2R
$3D_1^B—\lambda$	—	—	05	18 3	—	—	—
—	$^2D_3—C_3$	—	02	—	2.80 3	—	—
$3D_2—\xi$	$^2D_3—D_2$	$^2D_2—X_2$	3397	17 4R	7.29 5R	7.31	7.21 5R

Einordnung nach Ruark u. a.	Toshnival	Charola		Ruark [135]	Toshnival [162]	Kopferm. [130]	Charola [173]
—	—	—	3382	—	2.28 1	—	—
—	—	—	61	—	1.23 1	—	—
—	—	—	02	—	2.55 1.5	—	—
—	$^4\bar{P}_1$—d_1	—	3267	—	7.97 1u	—	—
—	$^2\bar{P}_2$—b_2	—	39	—	9.73 5	—	—
—	—	—	16	—	6.8 1U	—	—
—	$^3D_2$—a	—	3144	—	4.6 5U	—	—
—	$^2P_1$—h_2	—	3093	—	3.58 5u	—	—
$3d_1^B$—δ	$^2D_2$—B_2	$^2D_2$—$^4P_2$	76	61 2	6.69 2R	6.73	6.67 3
$3d_2$—α	$^4\bar{S}_2$—$^4P_1$	$^4S_2'$—$^4P_1$	67	69 10R	7.73 10R	7.81	7.73 9R
1s—ξ?	$^2\bar{P}_2$—C_2	—	34	87 4	5.18 7u	—	4.91 3r
$3D_2$—ι	$^2\bar{D}_3$—G_3	$^2D_3$—$^4P_3$	24	63 8R	4.67 7R	4.75	4.64 88R
$3d_1^B$—ε	$^2D_2$—C_3	$^2D_2$—X_3	2993	34 8R	3.36 6R	3.46	3.34 9R
$3d_1^B$—φ	$^2D_2$—D_2	$^2D_2$—X_4	89	03 8R	9.05 7R	9.15	9.03 9R
—	—	$^2D_3$—X_8	44	—	4.28 0	—	4.28 0
$3D_2$—$\varkappa$	$^2D_3$—H_2	—	38	30 10R	8.32 9R	8.75	8.31 10R
$3D_1^B$—η	$^2D_2$—E_1	$^2D_2$—$^2P_1$	2897	97 10R	7.99 9R	8.08	7.98 10R
—	—	$^2D_3$—X_1	92	—	2.91 1u	—	2.91 1u
—	—	—	83	77 1u	3.81 1u	—	3.81 1u
$3D_1^{A,B}$—σ	$^2\bar{P}_1$—L_2	$^2P_1'$—X_{22}	63	75 4	4.01 7U	3.86	3.75 3
$3D_2$—λ	$^2D_3$—I_3	$^2D_3$—$^2P_2$	09	63 8R	9.64 6R	9.74	9.63 8R
—	—	—	03	—	3.53 4	—	—
$3D_2$—μ	$^3D_3$—J_3	$^2D_2$—X_{11}	2798	65 4	8.74 6u	8.75	8.69 2
$3d_1^B$—ϑ	$^2D_2$—F_1	$^2D_2$—X_5	80	47 8R	0.52 8R	0.57	0.53 7R
—	—	—	67	—	7.88 3	—	—
$3D_1^A$—σ	$^2\bar{P}_1$—N_2	$^2D_2$—X_6	30	51 6R	0.45 6u	0.61	0.51 5R
$3D_1^B$—σ	—	—	30	35 3?	—	—	—
$3d_1^B$—ι	$^2D_2$—G_3	$^2D_2$—$^4P_3$	2696	74 6R	6.76 6R	6.84	6.76 6R
—	—	—	96	59 5	—	—	—
$3d_1^B$—$\varkappa$	$^2D_2$—H_2	$^2D_2$—X_8	27	89 8R	7.92 8R	7.99	7.93 8R
$3D_2$—ν	—	$^2D_3$—X_{16}	00	64 1	0.61 0	0.73	0.61 0
—	$^2D_3$—K_2	—	2594	05 1	4.12 1	—	4.12 1
—	—	$^2D_2$—X_{10}	82	08 2	2.20 4	2.17	2.15 1
—	—	—	32	56 4U	2.2 5U	—	2.5 2U
$3d_1^B$—λ	$^2D_2$—I_2	$^2D_2$—$^2P_2$	24	49 2	4.53 9R	4.58	4.52 7R
$3d_1^B$—μ	$^2D_2$—J_3	$^2D_2$—X_{11}	15	63 6R	5.68 9R	5.72	5.68 6R
—	—	—	2499	—	9.52 10	—	9.30 2
—	—	—	89	4 6U	9.6 3U	—	9.4 5U
—	$^2D_2$—d_2	$^4S_2$—X_2	48	07 4	8.30 8r	—	8.06 4
—	—	—	35	—	5.81 2U	—	—
—	—	$^2D_2$—X_{15}	33	4 4U	3.4 3U	—	3.4 3u
$3D_2$—σ	$^2D_3$—L_2	$^2D_3$—X_{22}	30	43 2u	0.45 3u	0.51	0.45 2n
—	—	—	09	—	9.57 2U	—	9.62 2u
$3D_2$—π	$^2D_3$—M_3	$^2D_3$—X_{23}	00	90 8R	0.90 10R	—	0.90 8R
—	—	—	2379	—	9.73 5u	—	—
—	—	—	69	—	9.21 6u	—	9.17 1
—	—	—	68	—	8.18 1r	—	—
—	$^2\bar{P}_1$—b_2	—	60	—	0.09 1U	—	—
$3d_1^B$—ν	—	$^2D_2$—X_{16}	54	49 2u	4.60 4u	4.57	4.48 1
—	—	—	53	—	3.61 1	—	—

Einordnung nach Ruark u. a.	Toshnival	Charola		Ruark [135]	Toshnival [162]	Kopferm. [130]	Charola [173]
—	$^2D_2$—k_2	—	2349	—	9.10 3	—	—
—	—	—	47	—	7.89 0U	—	—
—	—	—	45	—	5.91 5u	—	—
—	—	—	37	—	7.49 1	—	—
$3D_2$—σ	$^2D_3$—N_2	$^2D_3$—X_{19}	33	79 2	3.79 7	3.87	3.80 3
—	—	—	29	—	9.95 1	—	—
—	—	—	28	19 2r	8.19 7r	—	8.24 2u
—	—	—	17	—	7.43 1r	—	—
—	—	—	16	—	6.1 1U	—	—
—	$^4S_2$—a_3	—	13	—	3.80 1R	—	—
—	—	—	09	—	9.73 3u	—	9.3 4U
—	—	—	04	—	4.94 1v	—	—
—	—	—	2297	—	7.58 1v	—	—
—	—	—	93	—	3.87 1u	—	—
—	—	—	89	—	9.98 1	—	—
—	—	—	88	—	8.00 1	—	—
—	—	—	81	32 2u	1.38 6u	—	1.34 1u
$3d_2$—δ	$^4S_2$—B_2	$^4S_2$—$^4P_2$	76	57 8R	6.57 10R	6.64	6.57 5R
—	$^2\bar{P}_1$—c_2	—	49	—	9.38 5	—	—
—	—	—	46	—	6.77 1u	—	—
—	—	—	37	—	7.84 1R	—	—
$3d_2$—ε	$^4S_2$—C_3	$^4S_2$—X_3	30	63 10R	0.64 10R	0.70	0.62 8R
$3d_2$—φ	$^4S_2$—D_2	$^4S_2$—X_4	28	24 8R	8.23 10R	8.31	8.24 6R
—	—	$^2D_2$—X_{21}	24	20 2	4.24 2	—	4.21 2
$3d_1{}^B$—σ	$^2D_2$—L_2	$^2D_2$—X_{22}	14	14 4	4.11 3R	4.21	4.12 3
—	—	—	03	1 6U	3.12 4u	—	3.12 4u
—	—	—	02	—	2.86 2RU	—	—
—	—	—	2198	—	8.26 1R	—	—
$3d_1{}^B$—π	$^2D_2$—M_3	$^2D_2$—X_{23}	89	63 8R	9.58 8R	—	9.58 6R
$3d_2$—η	$^4S_2$—E_1	—	77	33 —	7.22 4R	—	—
$1s$—ϱ	—	$^4S_2$—$^2P_1$	76	63 6R	6.62 0R	—	6.62 6R
—	—	—	64	09 4R	4.10 4R	4.16	4.10 4R
$1s$—σ	—	—	56	96 10R	6.96 7R	—	6.95 9R
$3d_1{}^A$—ϱ	—	—	53	53 4R	3.53 6R	—	3.53 4R
$3d_1{}^B$—ϱ	—	—	52	91 8R	2.91 6R	—	2.91 7R
—	—	—	43	—	3.66 1	—	—
$3d_1{}^A$—σ	—	—	34	32 10R	4.58 6R	—	4.31 8R
$3d_1{}^B$—σ	$^2D_2$—N_2	$^2D_2$—X_{24}	33	66 0R	3.69 6R	3.32	—
$3d_2$—ϑ	$^4S_2$—F_1	$^4S_2$—X_5	10	29 10R	0.31 10R	0.35	—
—	—	—	2097	—	7.63 1U		
—	—	—	73	2 3	—		
—	—	—	69	—	9.70 1		1)
—	—	—	68	99 2	—		
—	—	—	64	—	4.79 5		
$3d_2$—c	$^4S_2$—G_3	$^4S_2$—$^4P_3$	61	71 10R	1.70 10R		
—	$^2D_3$—b_2	—	57	—	7.68 5		

1) Zumstein [156] findet im Bogen, der mit 70 Amp. brennt, nicht die Linien von Ruark: 2073, 2068, 2020.5. Dagegen treten auf: 2177.33 (3 R), 2110.263 (8 R), 2064.4 (2 R), 2061.73 (10 R), 2057.4 (2 R), 2041.8 (2 R), 2020.99 (3 R).

Einordnung nach Ruark a. u.	Toshnival	Charola		Ruark [135]	Toshnival [162]	Kopferm. [130]	Charola [173]
—	—	—	2053	—	3.52 1u		
—	—	—	49	59 2	9.69 7R		
—	—	—	41	—	1.96 8		
—	—	—	33	—	3.91 1U		
—	—	—	23	—	3.99 5u		
$3d_2$—$\varkappa$?	^4S—H_2	—	20	99 1	1.21 6R		
—	—	—	20	5 1	—		
—	—	—	11	—	1.39 1u		
—	—	—	01	—	1.59 2U		
—	—	—	1990	2 1	9.96 5		[1]
—	—	—	88	9 4	—		
—	—	—	84	—	4.5 2U	Thorsen	
—	—	—	76	—	6.42 1	[155]	
—	$^2D_3$—C_2	—	73	3 2	3.08 5		
$3d_2$—λ	$^4S_2$—I_2	—	59	7 2	9.48 8R	9.9 3	
$3d_2$—μ	$^4S_2$—J_3	—	53	9 5	3.89 8R	4.5 3	
—	—	—	30	—	0.42 3R	—	
—	—	—	13	—	3.75 3	3.6 2	
—	—	—	10	2 2	9.6 2R	—	
—	—	—	02	6 10	1.6 1	—	
—	—	—	1855	—	—	5.9 1	
—	—	—	52	—	—	2.3 2	
—	—	—	32	—	—	2.3 1	

roten Linien von Randall und Walters nicht noch einmal sämtlich abgedruckt — sie finden sich auf S. 106 von Bd. VII dieses Handbuchs —, sondern nur die inzwischen eingeordneten angegeben (siehe unten).

Zu den Arbeiten, welche die Linien von Bi I zu finden und einzuordnen bestrebt sind, gehören auch diejenigen, welche die leicht absorbierbaren Linien heraussuchen. Deren Zahl ist sehr groß, und zwar wird sowohl die wirkliche Absorption eines kon-

Tabelle der bereits in Band VII_1 p. 106 dieses Handbuches aufgeführten aber erst nachträglich eingeordneten langwelligen Linien.

Ruark usw. [135]	Toshniwal [162]	λ	Int.
	H_2—Ψ [2]	22554.2	7
γ—$\varkappa$		11994.5	13
α—γ		11711.1	160
	D_2—Ψ [2]	11073.2	15
γ—λ		10106.1	20
η—ξ	E_1—ξ [3]	9828.8	20
φ—ξ	D_2—ξ [3]	8907.81	2

Ruark usw. [135]	Toshniwal [162]	λ	Int.
$3d_2$—$3d_1$	$^4S_2$—$^2D_2$	8754.88	2
β—ε	$^2\bar{P}_2$—C_3	8579.74	1
β—ξ	$^2\bar{P}_2$—D_2	8544.54	2
δ—ξ [3]	$\dot{B}_2$—ξ	8210.83	16
β—η	$^2\bar{P}_2$—E_1	7840.33	2
β—Θ	$^2\bar{P}_2$—F_1	7036.15	2

[1]) Von hier an hat Ruark λ vac., Toshnival nicht; daher sollten die Werte von Toshnival etwa im 0.64 A kleiner sein.

[2]) $\psi = 4670$. [3]) $\xi = 2475$.

tinuierlichen Spektrums durch Bi-Dampf beobachtet, als die Selbstumkehrungen in Explosionen oder beim Unterwasserfunken. Von allen diesen Arbeiten soll nur kurz angegeben werden, welche Linien umgekehrt beobachtet sind. Die Angaben sind recht verschieden, nur die Linie 3067 findet sich überall.

Bloch [113] Unterwasserfunke: 4722, 4121, 3596, 3510, 3397, 3067, 3024, 2993, 2938, 2897, 2780, 2696, 2627. Sie geben noch 3381, 3279, 3253, die aber keine Bi-Linien sind.

Grotrian [120] erhält in Absorption nur 3067.

Ruark und Mitarbeiter [122] in Absorption: 3067, 2276, 2230, 2228, 1959, 1953.

Sponer [139] bei Explosion: 2110, 2066, 2021, 1959, 1903 und andere.

Narayan und Rao [144] in Absorption: 3067, 2730, 2524, 2276, 2230, 2228. Sie geben noch 2745 und 2721, die nicht zu Bi gehören, und in [154a] eine genaue Untersuchung von λ 4722 und 3068.

Frayne und Smith [150] in Absorption: 4254, 3067, 2276, 2230, 2228.

Hori [153] bei Explosion unter Druck: 4723, 4308, 4121.8, 4121.5.

Buffam und Ireton [140] finden im Unterwasserfunkenspektrum ebenfalls Bogenlinien umgekehrt und keine Funkenlinien, doch sind genaue Angaben wegen Unzugänglichkeit der Arbeit hier nicht möglich.

Für die von Toshnival angegebenen Terme findet man die absoluten Werte in der weiter unten folgenden Tabelle der Termwerte von Bi I nach Charola [173]. Bezüglich derjenigen Terme, die nicht in der erwähnten Tabelle enthalten sind, sehe man bei Toshnival [162] selbst nach.

Zumstein [156] in Absorption: 3067, 2276, 2230, 2228, 2177, 2110, 2061, 2020.

Charola [173]: 3067, 2270, 2230, 2228.

Tabelle der Termwerte von Bi I nach Ruark u. a. [135].

	Termwert		Termwert		Termwert
σ	4596.41	ι	14379.67	$3D_1^A$	41207.49
ϱ	5015.92	ϑ	15496.12	$3D_1^B$	41209.34
π	5793.98	η	16953.70	$^3D_2$	47431.76
o	6299.53	ζ	18004.03	1s	50944.00
ξ	6781.38	ε	18052.13	$3d_1^A$	51435.95
ν	8991.08	δ	18956.53	$3d_1^B$	51450.00
μ	11711.13	γ	21742.76	$3d_2$	62868.26
λ	11850.00	β	29703.81	—	—
$\varkappa$	13408.29	α	30280.38	—	—

Tabelle der Termwerte von Bi I nach Charola [173].

Elektronenkonfiguration	Quantenzahlen r, j, l	Termwerte	Elektronenkonfiguration	Quantenzahlen r, j, l	Termwerte
$6s^2 6p^3$	$^4S_2$	0	$6s^2 6p^2 7s^1$	$^4P_1$	32588.0
$6s^2 6p^3$	$^2D_2$	11418,3	$6s^2 6p^2 7s^1$	$^4P_2$	43911.7
$6s^2 6p^3$	$^2D_3$	15436.5	$6s^2 6p^2 7s^1$	$^4P_3$	48489.0
$6s^2 6p^3$	$^2P_1'$	21659.0	$6s^2 6p^2 7s^1$	$^2P_1$	45915.0
$6s^2 6p^3$	$^2P_2'$	33164.5	$6s^2 6p^2 7s^1$	$^2P_2$	51018.3

Provisorische Bezeichnung	Wahrscheinliche Werte von l und j	Termwerte
X_1	P_2	37095.80
X_2	P_2 0 P_1	40847.61
X_3	P_2	44816.0
X_4	P_2	44864.0
X_5	P_2	47371.0
X_6	P_2 0 D_2'	48024.0
X_7	P_2 0 D_2'	48882.0
X_8	P_2 0 D_2'	49459.0
X_9	D'_2	49993.72
X_{10}	D 0 P	50133.99
X_{11}	P_2' 0 P_3'	51156.0
X_{12}	—	51163.0
X_{13}	D_2 0 D_3	51385.67
X_{14}	—	52252.0

Provisorische Bezeichnung	Wahrscheinliche Werte von l und j	Termwerte
X_{15}	P'_3 0 P'_2	52500.60
X_{16}	D_{23} 0 F_{23}	53877.54
X_{17}	—	53975.0
X_{18}	D'_2 0 D'_3	54152.37
X_{19}	D'_1	54253.8
X_{20}	P_2	56282.78
X_{21}	$D_{1', 2}$ 0 D'_3	56364.16
X_{22}	D'_2	56586.60
X_{23}	D_2, D_3, F_2 0 F_3	57057.93
X_{24}	D_2	58272.05
X_{25}	D_2	60382.36
X_{26}	—	64019.0
X_{27}	—	66102.0
—	—	—

Bi II, Bi III und Bi IV.

Bi II Ionisierungsspannung 14 V [127].

Bi III Ionisierungsspannung 25 ± 5 V [127].

Bi IV Ionisierungsspannung 45 ± 5 V [127].

Um die Funkenlinien verschiedener Ionisationsstufen zu trennen, haben Kimura und Nakamura [128] in Funkenspektren verschiedener Metalle die Länge der Linien von der Kathode aus gemessen. Die Linien, welche am längsten sind, rechnen sie zur niedrigsten Ionisationsstufe (E II), die von mittlerer Länge zur zweiten (E III), die kürzesten zur dritten (E IV). Bei Bi finden sie alle 3 Stufen. — Dann stellt Kimura [129] einen intermittierenden Bogen her, indem er aus dem Metall eine Art Zahnrad baut, gegen welches sich ein an einer Feder befindliches Stück desselben Metalls anpreßt. Bei Rotation des Rades entsteht so ein intermittierender Bogen. Nun findet Kimura, daß bei Parallelschaltung einer großen Kapazität und hoher Spannung die Bogenflamme fast ganz verschwindet und die Funkenlinien der verschiedenen Stufen stark hervortreten. So erhält er die Linien von Bi II und Bi III, während die von Bi IV nicht erscheinen. Die Autoren geben folgende Tabelle:

Bi II			Bi III		Bi IV
6809	5209[1])	4272	5080	3115	3040
6600	5202	4260	4798	3039	3009
6498	5145	4079	4755	2856	2942
6129	5125	3864	4561	2847	2931
6059	5091	3793	4328	2822	2918
5861	4993	3431	3696	2653	2840
5819	4734	3111	3632	2576	2784
5719	4705	2951	3614	2415	2774
5656	4477	2746	3541	—	2773
5451	4391	2714	3485	—	2766
5397	4341	2544	3474	—	—
5271[1])	4302	2368	3451	—	—

[1]) Diese Linien gehören nach Ruark u. a. nicht zu Bi II, sondern zu einer höheren Stufe [135].

Tabelle 2. Bi II.

Einordnung nach McLennan		McLennan [178]		Ruark [135]	
$2^0_1-6_1$; 3^0-6_1	6808	6	50U	—	
$1^0_0-6_1$	6600	2	40U	—	
$10^0_1-10_2$	6577	2	10	—	
$10^0_1-11_2$	6497	7	15	—	
$9^0_2-10_2$	6128	0	15	—	
$9^0_2-11_2$	6059	1	15	—	
$9^0_2-12_3$	52	3	5	—	
$10^0_1-15_1$	35	6	8	—	
$2^0_1-7_0$; 3^0-7_0?	5719	8	22u	—	
	18	6	18u	—	
$9^0_2-15_1$	5655	2	20	—	
$10^0_1-17_1$	5397	8	10	—	
$2^0_1-8_1$; 3^0-8_1	5271	07	18	—	4)
	70	34	10	—	
	69	71	12	—	
$2^0_1-9_2$; 3^0-9_2	09	7	40u	—	4)
	08	8	35u	—	
$10^0_1-18_1$	01	5	20	—	
$1^0_0-8_1$	5144	3	60u	—	
$9^0_2-16_3$	24	3	50u	—	
$9^0_2-17_1$	5091	6	10	—	
$10^0_1-19_2$	4993	6	20	—	1)
$9^0_2-18_1$	16	6	10	—	
$10^0_1-20_0$	4749	7	20	—	
$9^0_2-19_2$	30	3	30	—	
	4398	4	—	91.4	1u
$8^0_3-10_2$	4379	4	12u	—	
$8^0_3-12_3$	40	5	25u	40.6	2u
$7^0_2-10_2$	39	8	12u	—	

Einordnung nach McLennan		McLennan [178]		Ruark [135]	
$4^0_2-12_3$	3430	30	6	—	
	30	10	4	—	
$4^0_2-13_3$	11	8	4U	—	
$5^0_2-17_1$	10	1	3u	—	
$6^0_1-19_2$	08	6	4u	—	
	3394	—		94.1	1u
	39	—		93.1	1u
$5^0_2-18_1$	30	5	3u	—	
	15	—		15.2	—
$4^0_2-15_1$	3299	79	4	99.7	2u
	99	57	3	—	
	99	3	3U	—	
	3296	—		96.0	—
	3187	—		87.6	—
	3115	—		15.4	2u
$4^0_2-16_3$	3111	67	5	—	4)
	11	41	4	—	
	11	20	3	—	
	11	02	2	—	
	10	88	1	—	
$4^0_2-18_1$	3033	5	8U	—	
$4^0_2-19_2$	2961	5	2U	—	
$2^0_1-10_2$; 3^0-10_2	2817	36	5	—	
	17	17	2	—	
	17	01	3	—	
	05	—		05.2	—
$4_2-2^0_1$; 4_2-3^0	03	70	11	03.69	5
	03	58	9	03.48	4
	03	42	15	—	

$8^0_3-13_3$	10	3	8	—	
$7^0_2-11_2$	05	4	3	—	
$7^0_2-12_3$	01	7	70U	02.10	50
$7^0_2-13_3$	4272	0	25	—	
$8^0_3-14_4$	59	4	75u	59.70	100
$7^0_2-15_1$	4097	2	10	—	
$6^0_1-10_2$	79	1	40u	79.25	30
$6^0_1-11_2$	48	4	2	—	
$5_0-2^0_1$; 5_0-3^0?	3931	9	3U	—	
$6^0_1-15_1$	3863	9	30	64.2	100
$5^0_2-10_2$	45	8	10	46.0	20 [4])
$8^0_3-16_3$	41	6	5	—	
$5^0_2-11_2$	1 18	6	3	—	
$5^0_2-12_3$	15	8	20	16.1	4u
$7^0_2-16_3$	11	1	12	11.2	2u
$7^0_2-17_1$	3793	0	5	—	
$5^0_2-13_3$	92	5	70u	92.8	50u
	56	—		56.4	3u
$5^0_2-15_1$	3654	2	12	54.4	1u
$8^0_3-19_2$	15	8	2	13.8	5r [3])
$6^0_1-17_1$	3592	4	2u	—	
	3485	—		85.6	5u
$4^0_2-10_2$ {	55	28	5	55.2	1u
	55	01	3	—	
	54	82	2	—	
	54	5	2u	—	
$4^0_2-12_3$ {	31	23	12	31.01	20
	30	83	10	—	
	30	53	8	—	

$2^0_1-11_2$; 3^0-11_2	02	6	2U	—	
3^0-12_3?	01	2	1u	—	
$5_0-6^0_1$ {	2746	36	5	46.35	1 [4])
	46	2	4u	—	
	13	—		13.4	2u
	2692	—		92.9	—
3^0-16_3?	2584	6	1u	—	
$1^0_0-17_1$	45	6	3	44.4	1u
$2^0_1-18_1$; 3^0-18_1 {	30	56	3	—	
	30	41	3	—	
	30	28	2	—	
$1^0_0-18_1$	01	0	10	00.5	—
$2^0_1-19_2$; 3^0-19_2 {	2480	25	2	—	
	80	12	1	—	
	80	03	2	—	
$2^0_1-20_0$; 3^0-20_0	18	6	2U	—	
$4_2-4^0_2$ {	2368	54	8	68.40	2
	68	46	9	—	
	68	37	10	—	
	68	25	12	—	
	68	12	16	—	
$4_2-5^0_2$	2214	0	40u	—	
$5_0-10^0_1$	2186	9	60	—	
$4_2-6^0_1$ {	43	46	15	—	
	43	40	15	—	
	43	35	10	—	
$4_2-7^0_2$	2077	8	8	—	
$4_2-8^0_3$	68	9	45u [1])	—	
$3_2-2^0_1$; 3_2-3^0	1902	42	100U [2])	—	

[1]) Hier soll auch eine schwache Linie von Bi III liegen. — [2]) Von hier an λ vac. — [3]) Es ist zweifelhaft, ob 3615 von Mc Lennan identisch ist mit 3613 von Ruark. Da aber 3615 von keinem andern Beobachter gesehen ist, 3613 von allen, dies aber bei Mc Lennan nicht vorkommt, so ist es möglich. Übrigens gehört 3613 nach Ruark zu einer höheren Ionisationsstufe, als Bi II. — [4]) Gehört nach Ruark zu einer höheren Ionisationsstufe als Bi II. Lang [166] führt sie bei Bi III.

Einordnung nach McLennan		McLennan [178]	Ruark [135]
$4_2-9^0_2$	1823	80 80	—
$2_1-1^0_0$	1791	93 70	—
$4_2-10^0_1$	87	47 80	—
$2_1-2^0_1$; 2_1-3^0	77	13 90u	—
$3_2-4^0_2$	1691	48 20U	—
$3_2-5^0_2$	11	38 80	—
$2_1-4^0_2$	1591	76 20u	—
$3_2-6^0_1$	73	70 40	—
$3_2-7^0_2$	38	09 60	—
$3_2-8^0_3$	33	21 80U	—
$2_1-5^0_2$	1520	66 40	—
$2_1-6^0_1$	1487	09 50	—
$2_1-7^0_2$	55	23 80u	—
$1_0-2^0_1$; 1_0-3^0?	36	98 60U	—
$3_2-9^0_2$	1393	98 50	—
$3_2-10^0_1$	72	65 30	—
$2_1-9^0_2$	26	9 — [1]	—
$2_1-10^0_1$	06	3 —	—
$1_0-6^0_1$	1241	0 —	—

Termtabelle von Bi II nach McLennan usw. [178 u. 190].

Energieniveau		Typus?	Termwert
6p ½ 6p ½	1_0	$^3P_0$	0
6p ½ 6p 1½	2_1	$^3P_1$	13322
6p ½ 6p 1½	3_2	$^3P_2$	17025
6p 1½ 6p 1½	4_2	$^1D_2$	33930
6p 1½ 6p 1½	5_6	$^1S_0$	44166
6p ½ 7s	1_0	$^3P^0_0$	69126
6p ½ 7s	2_1	$^3P^0_1$	69590
6s 6p³	3^0	$^5S^0_2$ oder $^3S^0_1$	69590
6s 6p³	4^0_2	$^3D^0_2$	76143
6p ½ 6d 1½	5^0_2	$^3D^0_2$	79083
6p ½ 6d 1½	6^0_1	$^3D_1$	80569
6p ½ 6d 2½	7^0_2	$^3F_2$	82041
6p ½ 6d 2½	8^0_3	$^3F_3$	82249
6p ½ 7p ½	6_1	$^3P_1$	84273
6p ½ 7p ½	7_0	$^3P_0$	87070
6p ½ 7p 1½	8_1	$^3D_1$	88559
6p 1½ 7s	9^0_2	$^3P_2$	88763
6p ½ 7p 1½	9_2	$^3D_2$	88781
6p 1½ 7s	10^0_1	$^1P_1$	89877
6p ½ 5f 2½	10_2	$^3F_2$	105077
6p 1½ 7p ½	11_2	$^3P_2$	105263
6p ½ 5f	12_3	$^3F_3$	105281
6p ½ 5f	13_3	$^3G_3$	105443
6p ½ 5f 3½	14_4	$^3G_4$	105720
6p 1½ 7p ½	15_1	$^3S_1$	106441
6p 1½ 7p 1½	16_3	$^3D_3$	108772
6p ½ 8p ½?	17_1	$^3P_1$	108398
6p 1½ 7p 1½	18_1	$^1P_1$	109097
6p 1½ 7p 1½	19_2	$^1D_2$	109897
6p 1½ 7p 1½	20_0	$^1S_0$	110924
—	—	—	—
—	—	—	—

[1]) Die drei letzten Linien nach Lang [123, 124].

Vergleicht man diese Klassifizierung mit den weiterhin folgenden Tabellen, so findet man recht gute Übereinstimmung für Bi II und Bi III, während für Bi IV andere Angaben nicht vorliegen.

Später hat Miyanishi [168] eine andere Methode angewandt. Schuster und Hemsalech haben gemessen, mit welcher Geschwindigkeit sich in oszillierenden Entladungen die leuchtenden Teilchen von den Elektroden entfernen; Royds hat bei einer Wiederholung der Versuche zwei verschiedene Geschwindigkeiten für die Spektrallinien desselben Elementes gefunden. Jetzt findet Miyanishi noch mehr, drei oder gar vier, aber nur für die Oszillationen, die von der Anode ausgehen, während die von der Kathode kommenden alle die gleiche Geschwindigkeit haben. Er nimmt an, die Geschwindigkeiten werden durch die Abstoßung zwischen Elektrode und der Ladung des leuchtenden Teilchens hervorgebracht, so daß sie von der Ionisation desselben abhängen muß. Je positiver das Ion wird, desto stärker wird es von der Anode abgestoßen. Bei Bi findet er 3 verschiedene Geschwindigkeiten, etwa 600, 880 und 1000 m/sec. Die entsprechenden Linien sollen also zu Bi I, Bi II, Bi III gehören.

Er findet als Bi I : 3077, 3025, 2993, 2938, 2898;
als Bi II : 5209, 5125, 5145, 4707, 4302, 4260;
als Bi III: 5080, 4898, 4894, 4798, 4561, 3115, 2856.

Miyanishi mißt ferner die Dauer des Nachleuchtens beim erlöschenden Bogen und findet diese desto kürzer, je höher die Ionisation ist. — Die Klassifizierung stimmt gut mit dem überein, was wir nach anderen Methoden wissen. Dieses Verfahren ist jedoch für schwächere Linien schwer anzuwenden und in linienreichen Spektren gar nicht durchführbar.

Die sicherste Methode ist wohl die von Ruark, Mohler, Foote, Chenault [135] angewandte der Erregung durch verschieden schnelle Elektronen, wie schon oben erwähnt. Die Autoren geben eine Liste von Funkenlinien mit der Angabe, bei welcher Geschwindigkeit jede erscheint. Die bei 14—16 Volt Geschwindigkeit photographierbar sind, gehören zu Bi II, die erst bei 20—25 Volt oder noch mehr erscheinen, gehören zu höheren Stufen. Ruark und Mitarbeiter beschäftigen sich wesentlich mit dem Spektrum Bi I; nur nebenbei werden auch einige Gesetzmäßigkeiten und Terme für Bi II angeführt.

So ist nur eine Arbeit vorhanden, die sich eingehender mit Bi II befaßt, die von McLennan, McLay und Crawford [143. 178]. Sie geben an, sie hätten die verschiedenen Ionisationsstufen angehörenden Linien leicht getrennt durch Einführung von Selbstinduktion, geben Tabellen für Bi III und Bi II nach den eigenen Messungen, und ordnen sämtliche Linien ein. Trotz der Verdienstlichkeit dieser Arbeit wird man sie nur mit großer Kritik benutzen dürfen; denn erstens sind die Messungen sehr schlecht, da Fehler von 0,5 A und mehr gar nicht selten sind, wie ein Vergleich mit den besten vorliegenden Messungen von Offermann [96] zeigt, deren Genauigkeit dadurch erwiesen ist, daß sie bei Prüfung der konstanten Schwingungsdifferenz in den Gruppen von Kayser und Runge einen mittleren Fehler von 0.004 A ergeben und nur einmal der Fehler 0.009 vorkommt. — Daß bei Ungenauigkeit der Messungen alle Rechnungen ihren Wert verlieren, namentlich im kurzwelligen Gebiet, braucht nicht erst gesagt zu werden. — Ein zweiter Grund, der das Vertrauen in die Resultate

Tabelle 3. Bi III.

		McLennan [178]		Lang [166]		
$6f\ ^2F^0_3$—$6g\ ^2G_4$	6160	6	5	—		
$6f\ ^2F^0_4$—$6g\ ^2G_5$	40	4	6	—		
$6f\ ^2F_4$—$6g\ ^2G_4$	39	2	1	—		
$6d\ ^2D_3$—$7p\ ^2P_2$	5079	3	45U	—		
$5g\ ^2G_4$—$7h\ ^2H^0$	52	3	3	—		
$5g\ ^2G_5$—$7h\ ^2H^0$	51	7	4	—		
$6d\ ^2D_2$—$7p\ ^2P^0_1$	4797	4	40u	—		
$6s\,6p^2\ 3_3$—$5f\ ^2F^0_4$	52	09	8	—		
	51	48	6	—		
	50	96	5	—		
	50	50	4	—		
	50	12	3	—		[1])
$6s\,6p^2\ 3_3$—$5f\ ^2F^0_3$	29	53	3	—		
	28	95	2	—		
	28	46	2	—		
	28	02	1	—		
	27	5	2u	—		
$7s\ ^2S_1$—$7p\ ^2P^0_1$	4561	54	30	61.33	40	[0])
	60	84	30	—		
$7p\ ^2P^0_2$—$8s\ ^2S_1$	4327	8	25	—		
$6d\ ^2D_2$—$7p\ ^2P^0_2$	3848	8	10	—		
$7p\ ^2P^0_2$—$7d\ ^2D_2$	3708	4	10	08.51	6	
$7s\ ^2S_1$—$7p\ ^2P^0_2$	3695	68	50	95.70	50	
	95	32	50	—		
$7p\ ^2P^0$—$7D_3$	13	—		13.41	35	
$7p\ ^2P^0_1$—$8s\ ^2S_1$	3540	8	15	—		
$5f\ ^2F^0_3$—$5g\ ^2G_4$	3485	5	35	—		
$5f\ ^2F^0_4$—$5g\ ^2G_5$	73	8	40	—		[0])
$5f\ ^2F^0_4$—$5g\ ^2G_4$	73	4	5	—		
$5f\ ^2F^0_4$—$6g\ ^2G_5$	2443	3	8	—		
$5f\ ^2F_4$—$6g\ ^2G_4$	37	6	10	—		
$6d\ ^2D_2$—$5f\ ^2F^0_3$	37	4	3	—		
$5f\ ^2F_3$—$6g\ ^2G_4$	14	6	75u	—		
$6s\,6p^2\ 3_3$—$6f\ ^2F^0_4$	2184	23	3	—		
	84	10	2	—		
	84	00	2	—		
	83	92	1	—		
	83	85	1	—		
	83	79	1	—		
$6s\,6p^2\ 3_3$—$6f\ ^2F^0_3$	81	6	1	—		
	81	5	1	—		[2])
$6s\,6p^2\ 2_3$—$5f\ ^2F^0_4$	2073	37	14	—		
	73	22	10	—		
	73	10	8	—		
	72	99	7	—		
	72	90	6	—		
	72	83	5	—		
$6s\,6p^2\ 2_3$—$5f\ ^2F^0_3$	69	08	2	—		[1])
	68	72	1	—		
	68	63	1	—		
	68	55	1	—		
$6s\,6p^2\ 1_2$—$5f\ ^2F^0_3$	1834	32	20	—		[4])
$6p\ ^2P^0_2$—$6s\,6p^2\ 1_2$	1606	40	50u	—		
$6p\ ^2P^0_2$—$6s\,6p^2\ 2_3$	1561	02	40u	—		
$6P^0_2$—$7S$	1423	—		23.47	20	
$6P^0_2$—$6D_2$	1350	—		50.16	15	
$6p\ ^2P^0_2$—$7s\ ^2S_1$	46	08	90u	—		
$6p\ ^2P^0_2$—$6d\ ^2D_2$	26	9	—	—		[5])

$7p\ ^2P^0_2$—$7d\ ^2D_3$	51	0	40	—	[0]
$7p\ ^2P^0_1$—$7d\ ^2D_2$	3115	0	35	15.20	20 [0]
$6s\,6p^2\,2_3$—$7p\ ^2P^0_2$	3039	86	9	—	
	39	53	7	—	
	39	25	5	—	
	39	05	4	—	
	38	87	3	—	
	38	72	2	—	
$6s\,6p^2\,1_2$—$7p^2\ ^2P^0_1$	2944	46	6	—	
	44	20	4	—	
	43	99	3	—	
	43	84	2	—	
$6d\ ^2D_3$—$5f\ ^2F^0_4$	2855	6	80U	—	
$6d\ ^2D_3$—$5f\ ^2F^0_3$	47	4	30U	—	[0]

$6P^0_2$—$6D_3$	17		—	17.12	30
—	1279		—	79.44?	15
—	74		—	74.56?	10
$6p\ ^2P^0_2$—$6s\,6p^2\,3_3$	24	78	60	—	
$6P^0_2$—bD_2	07		—	07.08	3
$6P^0_2$—bD_3	1188		—	88.50	10
$6P^0_1$—$7S_1$	03		—	03.46	15 [6]
—	1080		—	80.84?	2
$6P^0_1$—$6D_2$	58		—	58.88	20
$6p\ ^2P^0_2$—$6s\,6p^2\,3_3$	45	81	40u	—	
$6^1P^0_2$—bS'	989		—	89.87	12
$6P^0_1$—bD_2	68		—	68.82	10
$6P^0_1$—bS	823		—	23.75	10

Termtabelle von Bi III nach Mc Lennan u. a. [178 u. 190].

Energieniveau nach Russell-Sounders	Termwert	Energieniveau nach Russell-Sounders	Termwert	Energieniveau nach Russell-Sounders	Termwert
$6p\ ^2P^0_2$	184390	$7p\ ^2P^0_1$	89188	$6f\ ^2F^0_4$	43994
$6s\,6p^2\,1_2$	123143	$7p\ ^2P^0_2$	84053	$6f\ ^2F^0_3$	43938
$6s\,6p^2\,2_3$	116943	$5f\ ^2F^0_4$	68725	$5g\ ^2G_5$	39946
$7s\ ^2S_1$	111105	$5f\ ^2F^0_3$	68625	$5g\ ^2G_4$	39943
$6d\ ^2D_2$	110027	$8s\ ^2S_1$	61054	$5g\ ^2G_3$	27713
$6d\ ^2D_3$	103735	$7d\ ^2D_2$	57095	$6g\ ^2G_4$	27710
$6s\,6p^2\,3_3$	89765	$7d\ ^2D_3$	55084	$7h\ ^2H^0$	20156

[1]) Hier folgt noch eine Linie, die mit 4749.7 von Bi II zusammenfällt.
[2]) Hier sollen noch 4 sehr schwache Komponenten folgen.
[3]) Hier sollen 2 Komponenten folgen, die von 2068.9 von Bi II verdeckt sind.
[4]) Von hier an λ vac.
[5]) Diese Linie ist entnommen von Lang [132].
[6]) Arvidson [170] bezweifelt auf Grund der Feinstruktur die richtige Klassifizierung.
[0]) Diese Linien gehören nach Ruark usw. [135] zu höherer Ionisationsstufe, wahrscheinlich Bi IV.

Termtabelle von Bi III nach Lang [166].

Ungerade Terme		
Elektronen-konfiguration	Niveau	Termwert
6s 6p	$6P^0_1$	0
	$6P^0_2$	20373
$6s^2$ 7p	$7P^0_1$	112542
	$7P^0_2$	117676

Gerade Terme		
Elektronen-konfiguration	Niveau	Termwert
$6s^2$ 7s	7S	90624
$6s^2$ 6d	$6D_2$	94438
	$6D_3$	96296
$6s^2$ 7d	$7D_2$	144634
	$7D_3$	145344
6s $6p^2$	bD_2	103218
	bD_3	104513
6s $6p^2$	bS	121396

sehr schwächt, ist der, daß unter die Linien von Bi II mehrere aufgenommen sind, von denen Ruark u. a. gezeigt haben, daß sie nicht zu Bi II gehören. — So ist offenbar das ganze Fundament unsicher, und es sollen daher in der folgenden Tabelle auch nur die Zahlen von Mc Lennan neben denen von Ruark angeführt werden. Man vergleiche dazu die Tabelle der Funkenspektra in Bd. VII_1 p. 106—110 dieses Handbuches.

Nicht viel besser steht es mit Bi III. Der erste, der einige Gesetzmäßigkeiten angibt, ist Lang [166], der durch Vergleich der Spektra von As III, Sb III und Bi III zu seinen Ansätzen gelangt, dabei aber nur 18 Linien einordnet. Für 2 von ihnen bezweifelt Arvidson [170] die Richtigkeit.. Ferner sei hier eine Arbeit von McLennan erwähnt, der auch der Vorwurf der Ungenauigkeit zu machen ist. Zudem sind den beiden Verzeichnissen (72 Linien bei Mc Lennan, 18 bei Lang) nur 4 Linien gemeinsam. Man wird also auch hier gut tun, weitere Arbeiten abzuwarten. Smith [195] ermittelt das Resonanzpotential der Bi III-Linie λ 1317.12 zu 9.36 Volt.

Für Bi IV sind nur die paar oben angeführten Linien von Kimura und Nakamura angegeben.

Erhebliche Fortschritte werden vielleicht von einer genaueren Durchforschung des Schumanngebietes zu erwarten sein, wie bei so vielen anderen Elementen; denn bisher ist das vorliegende Material absolut ungenügend, wenn auch die Zahl der Messungen recht groß ist. Es sollen nun die Messungen unter λ 2100 zusammengestellt werden. Den ersten Vorstoß in dies Gebiet machten Eder und Valenta [70]; ihre Zahlen sind auf p. 110 von Bd. VII_1 angegeben, ebenso 2 Wellenlängen von Bloch [79].

Takamine und Nitta [102] geben die Wellenlängen von 7 Linien.

Dann haben McLennan, Young und Ireton [109] Angaben über Bogen und Funken bis λ 1437 gemacht. Die Brüder Bloch geben in demselben Jahre 2 Veröffentlichungen, deren erste [106] bis λ 1503 reicht, die zweite [107] bis λ 1390. In der folgenden Tabelle soll nur die zweite als die wohl bessere berücksichtigt werden. Vier Jahre später folgt abermals eine Liste der Brüder Bloch [124], welche bis λ 1346 reicht, aber merkwürdig von der vorigen differiert. Im Jahr 1924 bringt auch Lang [132] eine Abhandlung über Wellenlängen im Schumanngebiet, die aber gegenüber seinen späteren so vortrefflichen Messungen durch Unvollständigkeit, Ungenauigkeit und Unsicherheit durch Verunreinigungen stark zurückbleibt. Thor-

sen [155] veröffentlicht einige Linien, die schon in der Tabelle für Bi I angegeben sind, ebenso Zumstein [156] Absorptionslinien. Dann bringt Lang [166] eine Anzahl von Linien, die er zu Bi III rechnet, und Mc Lennan, Mc Lay und Crawford [160] solche von Bi II und Bi III, nachdem auch Toshnival [162] eine größere Anzahl neuer Linien bis zu λ 1902 gemessen hat, die er zu Bi I rechnet, die daher in der entsprechenden Tab. 1 schon angeführt sind. Alle diese Messungen sind in der folgenden Tab. 4 vereint.

F. Löwe gibt als Restlinien (raies ultimes) in seinem Atlas der letzten Linien der wichtigsten Elemente (Dresden, Leipzig 1928) folgende Wismutlinien an:

2780.5	2898.0 Bi I	2938.3	2989.0 Bi I
B 7 R F_4	B 10 R F 5 R	B 10 R F 8 R	B 9 R F 5 R
2993.3 Bi I	3024.6	3067.7 Bi I	3397.2 Bi I
B 9 R F 4	B 8 R F 4 R	B 9 R F 6 R	B 5 R F 2

Schweitzer [161] gibt eine spektroskopische Methode an, die Reinheit von Bi und den Bleigehalt in Zn und Bi zu prüfen. Lomakin [179] untersucht Cu-Bi-Legierungen mit einem Wismutgehalt von 1.25—0.000625% im 120 Volt-Gleichstrombogen und mißt mit Hilfe eines Kochschen Mikrophotometers die Verhältnisse der Schwärzungsmaxima folgender Bi-Linien: 2780.52; 2798.70; 2897.98 und 3067.73.

Es bleibt noch eine Erscheinung für die Linienspektren des Bi zu besprechen, die freilich ganz kurz abzumachen ist, da ausführliche theoretische Betrachtungen hier nicht gegeben werden sollen und können: Die Feinstruktur vieler Linien. Schon Kayser und Runge fielen die engen Paare auf, deren Mittel genau in die gesetzmäßigen Gruppen hineinpaßte, so daß sie als eine Linie mit Feinstruktur aufzufassen waren. Daß viele Linien auch wesentlich feinere Struktur besitzen, ist später gefunden worden. Die ältere Literatur hierzu ist auf p. 111 und 112 von Bd. VII_1 besprochen. Nagaoka und Sugiura [99] glaubten auch Gesetzmäßigkeiten zu finden, die aber wohl Zufälligkeiten sind. Inzwischen hat sich die Theorie vielfach mit diesen Erscheinungen beschäftigt. Die ursprüngliche Annahme, daß die verschiedenen Komponenten von Isotopen herrühren, ist wohl endgültig widerlegt (s. Ruark und Chenault [147]). Heute herrscht die Meinung vor, daß einzelne Niveaus kompliziert gebaut seien infolge einer Drehung des Atomkerns. Dabei kommen freilich doch wieder Isotopen hinein, da ihre Kernmomente verschieden sind und ihre Linien daher Aufspaltungen zeigen. Bei Übergängen zwischen 2 komplizierten Niveaus können dann sehr verwickelte Verhältnisse eintreten. Für Bi sind Feinstrukturen an Linien aller Ionisationsstufen gefunden worden (für Bi II und Bi III s. namentlich Mc Lennan [178]). Ruark und Chenault [147] beobachten die Feinstruktur der Linien: λ 4122 und 4308. Joos [141] untersucht ebenfalls die Wismutlinie 4722 und meint, die Feinstruktur weise auf die Existenz einer weiteren Quantenzahl hin. Goudsmit und Back [158] leiten aus den Hyperfeinstrukturen von Wismutlinien eine Anzahl von Termaufspaltungen ab, die die Termordnung Thorsens bestätigen. Back und Goudsmit [163; 164] machen Zeemaneffektuntersuchungen an Bi-Linien (besonders an λ 4722) und finden ihre Auffassung bezüglich der Hyperfeinstrukturen, die durch ein Kernmoment hervorgerufen werden, bestätigt; die Größe des mechanischen Kern-

Tabelle 4. Kurze Wellenlängen.

	Lang [132]		Takamine [103]		Mc Lennan [109]	Bo	Fu	Bloch [110]		Bloch [124]	
2022	4	1									
16	2	1									
03	3	1									
1990	—		0.2	1							
88	—		8.9	4							
81	4	2	—								
73	—		3.3	2							
59	—		9.7	2							
53	—		3.9	5							
10	—		0.2	2							
02	7	1	2.6	10	2.6	10	10				
1851	9	2			—						
47	5	1			—						
33	5	2			—						
23	—				3.3	5	8	3.5	4		
16	7	3			—			—			
1796	—				—			6.2	1		
91	—				1.5	7	7	1.8	4		
87	—				7.1	4	7	7.0	4		
81	7	1			—			—			
76	—				6.7	5	7	6.7	4		
49	—				—			9.7	1		
46	3	4			—			—			
29	6	4			—			—			
1682	—				—			2.2	3		
71	—				—			1.0	2		
51	0	2			—			—			
11	9	1			1.7	1	2	1.4	1		
08	0	1			9.9	—	2	9.6	1		
06	—				6.6	—	1	6.3	3		
02	7 H?	1			1.6	—	2	1.4	2		
1591	7	1			2.0	2	2	1.7	2	1.7	0
86	2 Sb?	1			—			—		—	
74	—				4.1	—	1	3.9	2	—	
64	4	1			4.1	—	1	4.0	2	—	
53	—				—			3.3	2	2.9	1
51	6	1			—			—		—	
44	—				—			—		4.1	1u
38	6 H?	1			8.7	2	1	8.3	3	—	
37	—				7.0	—	1	7.2	1	—	
35	—				—			—		5.0	1U
34	4	2			3.7	6	3	3.5	4	—	
28	8	1			—			—		—	
21	7	1			1.2	1	—	1.0	2	2.0	1
04	5	1			—			3.1	2	2.8	2
1497	—				7.6	2	—	—		—	
88	5	1			—			7.4	3	7.4	2
86	7	1			—			—		—	

	Lang [132]	Mc Lennan [109]	Bloch [110]	Bloch [124]	Lang [166]
1462	9 2	2.5 1 —	2.7 3	2.5 3	
56	4 2	5.4 5 —	5.7 4	5.3 4	
49	2 C? 1	—	8.5 1	8.2 1	
46	—	—	—	6.9 0	
37	8 Sb? 2	6.8 4 —	—	6.8 Sb? 1	
34	—	—	4.6? 1	—	
24	—		4.0 4	3.5 3	3.47 2 0
1394	—		4.4 2	3.2 Sn? 2	—
90	—		0.9 1	—	—
76	—			6.3 1	—
72	—			2.8 Sb? 2	—
50	—			0.4 Sb? 2	0.16 15
46	4 10			6.2 2	—

	Lang [132]	Lang [166]	Mc Lennan [109]	Ar-vidsson [170]
1330	0 Hg? Ba? 5	—	—	—
26	9 5	—	6.9 —	—
17	4 15	7.12 30	—	7.1 tr
06	3 10	—	—	—
1279	—	—	—	—
74	—	—	—	—
45	—	—	—	—
41	—	—	—	—
25	1 Sb? 10	—	4.78 60	—
07	—	7.08 3	—	—
1196	5 1	—	—	—
88	—	8.50 10	—	—
67	6 Sb? 1	—	—	—
63	5 1	—	—	—
41	6 1	—	—	—
39	6 O? 10	—	—	9.4 d
28	8 O? 1	—	—	—
03	—	3.46 15	—	3.4 tr
1085	0 N 1	—	—	—
80	—	0.84? 2	—	—
58	6 3	8.88 20	—	—
51	6 10	—	—	—
45	7 10	—	5.81 40	—
28	1 1	—		—

	Lang [132]	Lang [166]	Ar-vidsson [170]
1021	2 1	—	—
07	7 1	—	—
988	9 2	9.87 12	—
67	4 3	8.82 10	—
42	9 2	—	—
24	7 2	—	—
21	2 2	—	—
16	4 N? 1	—	—
07	4 Sn? 2	—	—
02	2 Sn? 1	—	—
889	7 1	—	—
76	6 1	—	—
64	—	—	864.5 d
23	—	3.75 10	
03	8 H? 1		
791	5 2		
79	7 1		
74	8 1		
63	0 1		
56	5 1		
37	7 1		
17	9 O? 1		
02	5 O? 1		
670	6 1		

momentes geben sie zu $\frac{9}{2}\frac{h}{2\pi}$ an, während sich das magnetische Moment nicht feststellen läßt. White [169; 181] stellt theoretische Betrachtungen an über die Messungen von Nagaoka und Mishima sowie von Goudsmit und Back bezüglich der Terme $\nu = 58741$; 47323; 43303; 26153 und der Linien λ 4041 und 4823.

Arvidsson [170] macht Messungen an den Hyperfeinstrukturkomponenten der Linien λ 1317.1 und 1103.4 des Bi III und knüpft daran theoretische Betrachtungen. McLennan, McLay und Crawford [178] weisen ebenfalls auf die Hyperfeinstruktur hin. Zeeman, Back und Goudsmit [182 und 170a] machen neue Untersuchungen über die Hyperfeinstruktur der Wismutbogenlinien und ihren Zeemaneffekt, welche die früheren Ergebnisse ergänzen und bestätigen. Weiter machen sie Bemerkungen über das Termschema des Wismuts, die Intensitäten in den Hyperfeinstrukturmultipletts und über „verbotene" Komponenten im Paschen-Back-Effekt der Hyperfeinstrukturen. Die von ihnen angegebenen g-Werte sind in folgender kleinen Tabelle wiedergegeben:

Terme:	$^2D_2$;	$^2D_3$;	$^2P_1$;	$6p^27s?_1$;	$6p^25d?_2$;	$6p^25d?_3$;	$6p^27s?_2$;	$6p^27s?_1$;	$6p^27s?_1$;	$6p^27s?_2$
g-Werte:	1.225	1.200	0.667	2.088	0.79	1.20	1.676	1.30	1.41	0.98

Goudsmit und Bacher [174 und 168a] haben die Theorie des Paschen-Back-Effektes für gewöhnliche Multipletts zum Zweck ihrer Anwendung auf Hyperfeinstrukturen, die von einem Kernmoment herrühren, erweitert und die Ergebnisse mit den Backschen Aufnahmen der Wismutlinien verglichen. Es gelingt ihnen so, den sehr komplizierten Zeemaneffekt der Wismutlinien in allen Einzelheiten zu deuten. Fisher und Goudsmit [184 und 185] bestimmen die Hyperfeinstruktur von 21 Bi II- und 6 Bi III-Linien, die sie je nach Lage und Intensität in dritter bis fünfter Ordnung eines 6.5 m-Gitters beobachten, so daß sie ein Auflösungsvermögen von etwa 200000 erreichen. Als Lichtquelle diente sowohl ein Bogen in Wasserstoff von vermindertem Druck zwischen Wolfram- und Wismutelektroden als auch eine Schülersche Hohlkathode aus Molybdän. Ihre Ergebnisse bestätigen zum Teil die von Mc Lennan u. a. [178] gegebene Einordnung. Green [186] untersucht insbesondere die Linien λ 4561 und 3695 von Bi III im Magnetfelde von 34000 Gauß und mißt die Aufspaltungen. Nagaoka und Mishima [154] messen die Feinstruktur von folgenden Bi I-Linien: λ 3596.1; 3510.9; 3397.2; 3076.6; 3067.7; 3024.6; 2993.5; 2938.3; 2989.0; 2898.0; 2780.5 Endlich wird die Hyperfeinstruktur noch von Breit [183] und in einer neuen Arbeit von McLennan, McLay und Crawford [190] theoretisch bearbeitet.

Röntgenspektrum.

Dolejšek [114, 119] glaubte eine größere Anzahl von Linien der N-Reihe gefunden zu haben, die jedoch von Hjalmar [116 und 121] zum größten Teil als Fremdlinien oder solche höherer Ordnung nachgewiesen werden konnten, während Lindberg [167 und 191] bei Verwendung zu hoher Spannungen überhaupt keine Linien auffand. Die N-Reihe ist daher experimentell noch nicht mit Sicherheit nachgewiesen.

In der M-Reihe bringen die Messungen von Hjalmar [121 und 116] und Lindberg [167 und 191] eine größere Anzahl neuer Linien. Die Werte der beiden Autoren stimmen relativ gut überein, wie aus der folgenden Tabelle hervorgeht.

Bei den stärksten Linien der L-Reihe sind von Lang [131] und Friman [151] Präzisionsmessungen ausgeführt worden, die auf 3—4 Dezimalen übereinstimmen,

Tabelle der Emissionslinien der M-Reihe von Bi 83.

Die Wellenlängen sind in XE angegeben und beziehen sich auf Kalkspat $d_{18^\circ} = 3029.45$.
$n = \infty$

Bezeichnung der Übergänge		Linien	Hjalmar [121, 116]	Lindberg [167, 191]
M_{IV}	N_{II}	—	—	6571
M_V	N_{III}	—	6498	6508
M_{IV}	N_{III}	—	—	6149
M_{III}	N_I	—	5525	5526
M_V	N_{VI}	α_2	5117	5119
M_V	N_{VII}	α_1	5107	5108
	—	α'''	5078	5087
M_{IV}	$N_{VI, VII}$	β	4894	4899
	—	β''	4875	4881
M_{IV}	$O_{II, III}$	—	4815	4813
M_{III}	N_{IV}	—	—	4560
M_{III}	N_V	γ	4513	4522
	—	γ'	4497	4506
M_{III}	O_I	—	—	4096
M_{III}	$O_{IV, V}$	—	—	3926
M_I	N_{II}	—	3884	—
M_{II}	N_{IV}	—	3816	3829
M_I	$N_{II, III}$	—	—	3732
M_I	N_{III}	—	3672	—

desgleichen die vereinzelte Messung von Brauns (s. Tabelle Seite 216). Eddy und Turner [157], sowie Idei [175] messen relativ zu den Frimanschen Werten schwächere Linien, von denen sie eine größere Anzahl neu auffinden, die in der folgenden Tabelle der Emissionslinien mit enthalten sind. Die Wellenlängen sind dabei in X.E. angegeben und beruhen auf der Gitterkonstante des Kalkspates $d_{18^\circ} = 3029.45$.
$n = \infty$

Die bereits bekannten Linien der K-Reihe wurden durch Réchou [146] und durch Cork und Stephenson [149] erneut gemessen, wobei die dritte Dezimale noch richtig zu sein scheint. Die von den beiden Autoren angegebenen Wellenlängen sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

K-Reihe von Bi 83.

Übergänge	Linienbezeichnung	Réchou [146]	Cork u. Stephenson [149]
KL_{II}	α_2	165.73	165.25
KL_{III}	α_1	160.91	160.41
$KM_{II, III}$	$\beta_{1, 3}$	142.20	142.05
$KN_{II, III}$	β_2	136.21 (γ)	—

Die Absorption wurde ebenfalls in den drei Röntgenspektralbereichen untersucht. Lindberg [167, 191] und Coster [113a] haben drei M-Kanten mit ziemlich guter Übereinstimmung gemessen. Ferner geben Sandström [180], sowie Duane

L-Reihe von Bi.

λ		Eddy und Turner [157]	S. Idei [175]	Lang [131] Messung relativ zu $CuK_\alpha = 1537.30$	Friman [151]
L_{III} M_{I}	l	1312.98	1313.7	—	—
M_{II}	—	1269.3	—	—	—
—	s	—	1209.1	—	—
M_{IV}	α_2	1152.22	1153.01	1153.64	—
M_{V}	α_1	1140.45	1141.50 1)	1141.62	1141.50 2)
—	α'	—	1138.1	—	—
L_{II} M_{I}	η	1055.40	1056.5	—	—
L_{III} N_{I}	β_6	990.54	991.3	—	—
L_{I} M_{II}	β_4	973.50	975.0	—	—
L_{III} N_{V}	β_2'	—	—	—	—
—	β_{15}	—	955.1	—	—
L_{II} M_{IV}	β_2	952.16	953.24 1)	β_2 953.58	953.24
	β''	—	β'' 947.5	—	—
L_{III} N_{V}	β_1	948.70	950.02 1)	β_1 949.63	950.02
L_{II} M_{IV}	β_{11}	—	—	—	—
L_{II} M_{V}	β_8	952.16	—	—	—
L_{I} M_{III}	β_3	935.88	936.66	—	—
	$\mu\ \beta_7$		$\mu\ \beta_7$ 933.0	—	—
L_{III} $N_{VI,VII}$	β_7	—	—	—	—
L_{III} O_{I}	β_7	931.9	—	—	—
L_{III} O_{V}	β_5	922.47	923.65	—	—
L_{I} M_{IV}	β_{10}	913.4	903.5	—	—
L_{I} M_{V}	β_9	—	896.0	—	—
L_{II} N_{I}	γ_5	837.8	837.7	—	—
L_{II} N_{III}	—	821.7	—	—	—
L_{II} N_{IV}	γ_1	810.91	811.43 1)	811.40	811.43
L_{II} N_{V}	γ_{10}	806.2	—	—	—
L_{I} N_{I}	γ_7	802.0	—	—	—
L_{I} N_{II}	γ_2	793.47	794.0	—	—
L_{I} P	γ_2'	791.3	—	—	—
L_{I} N_{III}	γ_3	787.59	γ_3 787.5	—	—
L_{II} O_{IV}	γ_9		γ_6 788.7	—	—
L_{I} P	γ_9	777.1	—	—	—
—	γ_{13}	—	760.5	—	—
L_{I} O_{II}	γ_4	760.0	759.3	—	—
L_{II} O_{I}	γ_3	756.2	—	—	—
—	γ_{14}	—	755.3	—	—

und Patterson [115] Messungen von L-Absorptionskanten und A. Leide [142a] endlich hat die K-Absorptionskante zu 136.78 XE gemessen.

In der folgenden Tabelle sind die erwähnten Absorptionsmessungen der M- und L-Kanten enthalten.

1) Sind Bezugslinien von Friman.

2) Ferner gibt H. Brauns (Zs. f. wiss. Photogr. **25** p. 325, 1928) aus relativen Messungen $\alpha_1 = 1141.55$.

M- und L-Absorption von Bi.

Kante	Bezugslinien	λ nach Lindberg	λ nach Coster
M_{V}	—	4762	4762
M_{IV}	—	4567	4569
M_{III}	—	3893	3894
		λ nach Sandström	nach Duane u. P.
L_{III}	$ML_{\gamma_2\gamma_3\gamma_4}\ \gamma K_{\alpha_1\alpha_2\beta_1}$	922.1	—
L_{II}	„	787.8	787.1
L_{I}	„	755.9	756.2

Energiewerte der Röntgenniveaus nach Siegbahn[1]).

Röntgenniveau	K	L_I	L_{II}	L_{III}	M_I	M_{II}	M_{III}	M_{IV}	M_V	N_I
Opt. Symbol	$1^2S_{\frac{1}{2}}$	$2^2S_{\frac{1}{2}}$	$2^2P_{\frac{1}{2}}$	$2^2P_{\frac{3}{2}}$	$3^2S_{\frac{1}{2}}$	$3^2P_{\frac{1}{2}}$	$3^2P_{\frac{3}{2}}$	$3^2D_{\frac{3}{2}}$	$3^2D_{\frac{5}{2}}$	$4^2S_{\frac{1}{2}}$
$\frac{\nu}{R}$	6669	1207.0	1157.1	988.3	294,6	272.2	234.0	198.0	189.9	69.1
Röntgenniveau	N_{II}	N_{III}	N_{IV}	N_V	N_{VI}	N_{VII}	O_I	O_{II}	O_{III}	$O_{IV.V}$
Opt. Symbol	$4^2P_{\frac{1}{2}}$	$4^2P_{\frac{3}{2}}$	$4^2D_{\frac{3}{2}}$	$4^2D_{\frac{5}{2}}$	$4^2F_{\frac{5}{2}}$	$4^2F_{\frac{5}{2}}$	$5^2S_{\frac{1}{2}}$	$5^2P_{\frac{1}{2}}$	$5^2P_{\frac{3}{2}}$	$5^2D_{\frac{3}{2}\frac{5}{2}}$
$\frac{\nu}{R}$	59.3	49.8	34.2	32.4	11.9	11.5	11.6	8.8	6.8	1.8

Ramaneffekt. Daure [165] und Krishnamurti [177] untersuchen $BiCl_3$ nach der Kristallpulvermethode, während Bhagavantam die gleiche Wismutverbindung flüssig im Druckrohr auf Ramanfrequenzen prüft.

Die Messungen der 3 Autoren sind in folgender Tabelle zusammengestellt.

Ramanfrequenzen von $BiCl_3$

Daure (fest)	Krishnamurti (fest)	Bhagavantam (flüssig)
110	153	96
—	169	—
240	242	242
290	288	282

Ferner hat Krishnamurti [176] auch $BiNO_3$ nach der Kristallpulvermethode untersucht und große Abweichungen von dem Normalwert der inaktiven Frequenz der leichteren anorganischen Nitrate gefunden.

Bandenspektra.

Es sind mehrere neue Beobachtungen über Banden vorhanden, die in Absorption durch den Metalldampf auftreten, also aller Wahrscheinlichkeit nach dem Metall selbst angehören. Aber die Angaben sind teils sehr unbestimmt, teils widersprechen sie sich selbst. Grotrian [120] sieht Banden bei 2600 und 2900, die sich bei steigender

[1]) Spektroskopie der Röntgenstrahlen, 2. Aufl. p. 346. Berlin 1931.

Temperatur nach längeren Wellen erstrecken und schließlich das sichtbare Spektralgebiet erreichen. Narayan und Mitarbeiter [133 und 134] beobachten zwischen 2500 und 2900 Å etwa 20 Banden, deren jede aus kleineren Banden zu bestehen scheint. Mit steigender Temperatur schmelzen sie zusammen und bilden einen kontinuierlichen Grund, der im Ultraviolett beginnt. Etwas eingehender sind die Angaben von Narayan und Rao [144]. Sie sehen ein Bandenspektrum zwischen 2600—2900, das nach Rot abschattiert ist. Ihre Messungen sind mit denen anderer Autoren weiter unten zusammengestellt. Mit steigender Temperatur fließen auch diese Banden zusammen. Bei etwa 1200° erscheint ein anderes Bandenspektrum zwischen λ 6500 und 4500. Der Abstand der Bandenkanten beträgt im Rot etwa 10 Å und im Violett etwa 35 Å.

Frayne und Smith [150] erhalten in Absorption bei niedriger Temperatur ein kanneliertes Spektrum zwischen λ 2880 und 2670, bei höherer Temperatur schmelzen die Banden wieder zu kontinuierlicher Absorption zusammen. Bei niederer Temperatur erscheint auch ein anderes Band unterhalb 2200 Å, das sich bei steigender Temperatur bis λ 2500 ausdehnt. Ein weiteres typisches Band liegt im Sichtbaren; es besteht aus 2 starken Linien mit feineren Linien zu beiden Seiten. Eine der starken Linien fällt mit der Emissionslinie 4254 zusammen.

Charola [173] erhält ebenfalls die Bandengruppe zwischen λ 2855.9 und 2670.0. Er gibt 2 Kanten mehr als die anderen Autoren. Diese Gruppe ist, wie es scheint, die einzige sichere Bandengruppe des Bi und hat eigentümliche Verwirrungen hervorgerufen, da sie öfter andern Substanzen zugeschrieben wurde, namentlich dem Cadmium und von Waring [Phys. Rev. (2) **32** p. 441 (1928)] einer Verbindung von Tl und Cd.

Mohler und Foote (J. Opt. Soc. Amer. **15** p. 74—81, 1927) haben im Absorptionsspektrum des Cd-Dampfes 7 verschiedene Bandengruppen beobachtet, wozu Walter und Barratt (Proc. Roy. Soc. A. **122** p. 201, 1929) bemerken, daß außer der ersten Gruppe alle Banden Verunreinigungen angehören. Speziell die zweite Gruppe glaubten sie zuerst Cadmiumoxyd zuschreiben zu müssen, da sie stärker wurde, als sie in ihr Absorptionsrohr dieses Oxyd einführten. — Dann hat Jablonsky (Bull. Acad. Polon. 1928 p. 163 und C.R. Soc. Polon. de phys. 1928 p. 357) diese Gruppe Cd_2 zugeschrieben und verteidigt seine Ansicht gegen Walter und Barratt (Phys. Zs. **45** p. 788 und **57** p. 692, 1929). Inzwischen haben Barratt und Bonar [171] dieselben Banden von As erhalten. Da die Aufnahme aber auch Bi-Linien zeigt, untersuchen sie auch Bi und erhalten die Banden sehr stark. Nachträglich bemerken sie auf allen Platten von Cd und As, die diese Bandengruppe zeigen, die Bi-Linie 3067, so daß die Banden sicherlich dem Bi zuzuschreiben sind.

Die Messungen der hier erwähnten Autoren sind in folgender Tabelle zusammengestellt.

Es ist zweifellos, daß es sich in allen Fällen um ungenügende Messung derselben Bandengruppe handelt.

Barratt und Bonar [171] sehen bei höherer Temperatur noch ein Absorptionsband im Sichtbaren.

Es scheint dieselbe Bandengruppe zu sein, die Heimer und Hulthén [187] dem Bi-Hydrid zuschreiben und näher untersuchen. Diese Autoren beobachten in

Narayan u. Rao [144]	Mohler und Foote	Waring	Barratt	Jablonski	Charola [173]
2855.9	—	—	2856	—	2855.9
42.9	—	—	44	—	42.9
28.2	—	—	25	2825	28.2
13.5	—	—	10	10	13.0
2799.8	—	2800.2	2797	95	2799.8
85.0	2781	2787.9	83	81	85.0
72.7	67	76.3	69	67	72.7
59.6	56	53.0	56	55	59.6
44.8	45	44.1	45	45	45.0
32.6	36	39.7	32	36	32.6
—	26	29.8	—	27	30.0
22.0	17	—	21	—	22.0
12.3	09	12.4	10	08	12.0
01.9	01	05.5	2699	00	01.0
2693.2	2694	2694.2	90	2794	2693.2
81.5	87	84.2	—	—	81.5
—	80	—	79	78	—
70.0	73	72.1	73	72	70.0
—	66	—	—	—	—
—	59	61.1	60	59	—
—	53	52.8	52	54	—
—	—	—	44	46	—

der Nähe der Wismutlinie bei 4722 Å eine Bande, die sie als $^1\Sigma \rightarrow {}^1\Sigma$-Bande des BiH-Moleküls deuten. Die Konstanten dazu sind:

Term	A_0	ω_0	$\omega_0 X$	B_0	a_0	r_0
$^1\Sigma$	—	1677	21	5.066	0.16	1.818
$^1\Sigma$	21278.3	1674	15.5	5.216	0.19	1.791

Saper [193] findet Banden des BiCl zwischen 4300 Å und 5500 Å mit den Kantenformeln:

$$\mathrm{BiCl^{35}}: \nu(v', v'') = 21912.2 + (218.6\,v' - 2.65\,v'^2) - (307.6\,v'' - 0.95\,v''^2)$$
$$\mathrm{BiCi^{37}}: \nu(v', v'') = 21909.7 + (213.5\,v' - 2.53\,v''^2) - (300.5\,v'' - 1.90\,v''^2).$$

BiO-Banden sind von Mecke und Guillery (Phys. Zs. **28** p. 514, 1927) in Kantenschemata eingeordnet; Birge (Int. Crit. Tables Bd. V p. 409, 1929) gibt dafür folgende Kantenformel:

$$\mathrm{BiO}: \nu(v', v'') = 22196 + (410\,v' - 3\,v'^2) - (530\,v'' - 7\,v''^2).$$

Fluoreszenzspektren.

Rao [145] beobachtet das orange-gelbe Fluoreszenzspektrum des Wismutdampfes bei 1500—1600° C und hat die folgenden nach Rot abschattierten 16 Banden gemessen: $\lambda = 6533.0$; 6464.5; 6389.0; 6319.5; 6248.5; 6187.5; 6117.5; 6052.0; 5991.5; 5940.5; 5886.5; 5831.5; 5776.5; 5726.0; 5680.0; 5640.0. Ferner veröffentlicht er seine mit einem Hilger-Glas-Spektrometer erhaltenen Aufnahmen, um das Ab-

sorptionsspektrum mit dem oben erwähnten Fluoreszenzspektrum zu vergleichen. Man sieht, daß das Fluoreszenzspektrum dieses Spektralbereiches mehr oder weniger genau die Umkehrung des entsprechenden Absorptionsspektrums ist. Das Fluoreszenzlicht ist nach Angabe des Autors nicht polarisiert. Parys [192] bestrahlt gesättigten Bi-Dampf bei 800° C mit dem Licht einer Quecksilberlampe und erhält ein Fluoreszenzspektrum, das aus drei Dublettserien besteht, zwei von ihnen werden durch die Hg-Linie 4358Å und die dritte durch die Linie 5461 erregt. Die beiden Dublettserien 4358 bilden durch Überlagerung eine scheinbare Triplettserie. Die in der Arbeit angegebenen Wellenlängen und Serienformeln seien hier angefügt:

1. Die durch die Hg-Linie 4358.34Å erregte Resonanzserie

λ	λ	λ
4414.16	4661.61	4931.55
17.34	65.15	35.34
21.28	69.43	39.57
4535.43	4727.33	5076.5
38.66	30.55	79.6
42.78	34.61	83.4
97.89	4861.86	5149.7
4601.29	65.42	53.9
05.42	69.90	58.1

$$\nu = 23092.0 - 309.16\,(p + \tfrac{1}{2}) + 1.408\,(p + \tfrac{1}{2})^2 - 0.0304\,(p + \tfrac{1}{2})^3 \qquad p = 0, 1, 2 \ldots$$

2. Die durch die Hg-Linie 5460.74 Å erregte Resonanzserie

λ	λ	λ
5170.32	5316.10	5568.52
73.47	61.23	5616.57
5216.46	64.99	20.26
19.87	5410.01	71.71
63.80	60.74	75.78
66.93	5511.81	5722.67
5312.46	64.09	26.50

$$\nu = 19422.4 - 173.30\,(p + \tfrac{1}{2}) + 0.324\,(p + \tfrac{1}{2})^2 - 0.0075\,(p + \tfrac{1}{2})^3 \qquad p = 0, 1, 2 \ldots$$

Abgeschlossen 1. Januar 1932.

Brom (Br^{79}, $Br^{81} = 79.966$; $Z = 30$).

Literatur.

1. Nachtrag.

[89] M. Kimura, The spectrum of bromine I and II. Mem. Kyoto **4** p. 127—149 (1920).

[90] M. Kimura, On the distribution of charged ions in the path of an electric discharge through a tube containing bromine vapour. Mem. Kyoto **4** p. 151—154 (1920).

[91] J. J. Dobbie and J. J. Fox, The absorption of light by elements in a state of vapour. Proc. Roy. Soc. A **99** p. 456—461 (1921).

[92] O. B. Overn, An absolute scale of x-ray wave lengths. Phys. Rev. (2) **18** p. 350—355 (1921).

[93] F. Haber und W. Zesch, Anregung von Gasspektren durch chemische Reaktionen. Zs. f. Phys. **9** p. 302—326 (1922).

2. Fortsetzung.

[94] E. C. Kemble, The infra-red absorption spectra of diatomic gases and their ionization potentials. Phys. Rev. (2) **14** p. 394—395 (1922).

[95] M. Curie, Spectres d'étincelles dans des métalloides à l'état liquide. C. R. **172** p. 1021 —1023 (1923).

[96] Sh. Datta, The effect of a probable electric field on the bands of nitrogen. Astrophys. J. **57** p. 114—120 (1923).

[97] F. Haber, Anregung von Gasspektren durch chemische Reaktionen. Berl. Berichte 1922 und Naturw. **11** p. 94 (1923).

[98] H. Nagaoka and Y. Sugiura, Spectroscopic evidence of isotopy. Japan. J. of phys. **2** p. 167—278 (1923).

[99] A. L. Narayan and D. Gunnayya, Emission and absorption of halogens in the visible and ultra-violet region. Phil.-Mag. (6) **45** p. 827—830 (1923).

[100] W. A. Noyes jr., A study of the luminous discharge in bromine. A possible determination of the ionization potential of bromine. J. Amer. Chem. Soc. **45** p. 1192—1195 (1923).

[101] K. Vogt und J. Königsberger, Beobachtungen über Absorption in Joddampf und anderen Dämpfen. Zs. f. Phys. **13** p. 292—311 (1923).

[102] H. Bell, The halogen hydrides. Phil. Mag. (6) **47** p. 549—560 (1924).

[103] P. Bovis, Sur le spectre d'absorption du brome. C. R. **178** p. 1964—1967 (1924).

[104] E. B. Ludlam and W. West, The ultra violet emission spectra of the halogens. Proc. Edinb. **44** p. 185—196 (1924).

[105] C. A. Mackay, Ionizing potentials of multiatomic gases. Phys. Rev. (2) **24** p. 319—329 (1924).

[106] C. A. Mackay, Some new measurements of the ionization potentials of multiatomic gases. Phys. Rev. (2) **23** p. 353 (1924). (Abstr.)

[107] H. Deslandres, Recherches complémentaires sur la structure et la distribution des spectres de bandes. C. R. **181** p. 265—271 (1925).

[108] A. Leide, Recherches sur la série K des rayons X. C. R. **180** p. 1203—1204 (1925).

[109] F. L. Mohler, Relative production of the negative ions by electron collisions. Phys. Rev. (2) **26** p. 614—624 (1925).

[110] A. E. Ruark and R. L. Chenault, Fine structure of spectrum lines. Phil. Mag. (7) **1** p. 937—956 (1925).

[111] P. Daure, Étude qualitative de la fluorescence de la vapeur de brome. C. R. **183** p. 31—33 (1926).

[112] T. Hori, Study of the structure of bromine lines. Mem. Coll. Kyoto Univ. A **9** p. 307—312 (1926).

[113] H. Kuhn, Absorptionsspektren und Dissoziationswärme von Halogenmolekülen. Zs f. Phys. **39** p. 77—91 (1926).

[114] A. Leide, Messungen in der K-Serie der Röntgenspektra. Zs. f. Phys. **39** p. 686—710 (1926). — Dissert. Lund 1925.

[115] G. Nakamura, II. The analysis of the band spectrum of jodine, bromine and chlorine. Mem. College Sc. Kyoto **9** Nr. 5 p. 335—364 (1926).

[116] G. Nakamura, The analysis of the band spectra of jodine, bromine, chlorine. Mem. Coll. Sc. Kyoto Univ. A **10** p. 10—131 (1926).

[117] R. Thoraeus, The x-ray spectra of the lower elements. Phil. Mag. (7) **2** p. 1007—1018 (1926) und Phil. Mag. (7) **2** p. 312—321 (1926).

[118] H. C. Tingey and R. H. Gerke, The ultraviolet absorption spectra and the photochemical decomposition of gaseous hydrogen bromide and iodide. J. Amer. Chem. Soc. **48** p. 1838—1850 (1926).

[119] L. A. Turner, The arc spectra of jodine, bromine and chlorine in the Schumann region. Phys. Rev. (2) **27** p. 397—406 (1926).

[120] K. Asagoe, Large displacements of spectral lines of bromine and jodine. Jap. J. of Phys. **4** p. 85—102 (1927).

[121] L. et E. Bloch, Spectre d'arc et spectres d'étincelles du brome. Ann. de phys. (10) **7** p. 205—231 (1927); Ausz. C. R. **184** p. 193—195 (1927).

[122] L. et E. Bloch, Sur la fluorescence du chlore et du brome. C. R. **184** p. 744—746 (1927).

[123] M. Czerny, Die Rotationsspektren der Halogenwasserstoffe. Zs. f. Phys. **44** p. 235—255 (1927).

[124] M. Czerny, Die Darstellung der ultravioletten Absorptionsspektren der Halogenwasserstoffe nach der Schrödingerschen Theorie. Zs. f. Phys. **45** p. 476—483 (1927).

[125] G. Vaudet, Spectre d'étincelle du chlore et du brome dans la région de Schumann. C. R. **185** p. 1270—1272 (1927).

[126] L. et E. Bloch, Sur les spectres d'étincelle du chlore et du brome. Ann. de phys. (10) **9** p. 554—555 (1928).

[127] P. Bovis, Les larges bandes d'absorption continue des halogènes. Ann. de phys. (10) **10** p. 232—344 (1928).

[128] Bengt Edlén, Präzisionsmessungen in der K-Serie der Elemente 30 Zn bis 44 Ru. Zs. f. Phys. **52** p. 364—371 (1928).

[129] A. Filippov, Untersuchungen über die ultraviolette Fluoreszenz des JBr-Dampfes. Zs. f. Phys. 50 p. 861—873 (1928).

[130] O. Kondratjew und A. Leipunski, Rekombinationsleuchten der Halogene. Zs. f. Phys. **50** p. 366—371 (1928).

[131] W. Prokofjew, Untersuchungen über die anomale Dispersion in Ca-, Sr- und Br-Dampf. Zs. f. Phys. **50** p. 701—715 (1928).

[132] N. Siracusano, Nuovi contributi allo spettro del bromo nella scarica senza elettrodi. Acc. Lincei, Rendiconti (6) **7** p. 835—838 (1928).

[133] N. Siracusano, Spettro continuo e spettro d'arco del bromo. N. Cim. (N. S.) **5** p. 273—283 (1928).

[134] Y. Uchida and Y. Ota, Studies in the band spectrum of bromine. Jap. J. of phys. **5** p. 59—68 (1928).

[135] K. Asagoe, Stark effect for the spectral lines of chlorine, bromine and jodine. Scient. Pap. Inst. Phys.-Chem. Res. Tokyo **11** p. 243—250 (1929).

[136] P. Bovis, L'absorption de la lumière par le brome et l'iode. J. de Phys. et le Rad. (6) **10** p. 267—272 (1929).

[137] S. Ch. Deb, Spectrum of doubly ionized bromine. Nat. **123** p. 244 (1929).

[138] S. Ch. Deb, Spectrum of trebly ionized bromine. Nat. **123** p. 981 (1929).

[139] S. Ch. Deb, On the spectrum of bromine in the different stages of ionization. Proc. Roy. Soc. A. **127** p. 197—217 (1930).

[140] A. E. Gittam and R. A. Morton, The absorption spectra of halogens and inter-halogen compounds in solution in carbon tetrachloride. Proc. Roy. Soc. A **124** p. 604—616 (1929).

[141] M. P. Hays, The absorption spectrum of bromine vapour between 6117 A and 6309 A. J. Frankl. Inst. **208** p. 363—369 (1929).

[141a] H. Th. Meyer, Über das Auftreten von Strukturlinien an der K-Absorptionskante des Broms. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz. **7** p. 101—107 (1929).

[142] H. C. Urey and John R. Bates, The continuous spectra of flames containing the halogens. Phys. Rev. (2) **34** p. 1541—1548 (1929).

[142a] H. Beuthe, Über neue schwache Linien in der K-Serie der Elemente V bis Y. Zs. f. Phys. **60** p. 603—616 (1930).

[143] T. L. de Bruin, The moment of the bromine nucleus. Nat. **125** p. 414 (1930).

[144] T. L. de Bruin, Das Kernmoment des Broms. Naturw. **18** p. 265 (1930).

[145] H. Cordes and H. Sponer, Die Molekülabsorption des Chlors, Broms, Jodchlorids und Jodbromids im äußersten Ultraviolett. Zs. f. Phys. **63** p. 334—344 (1930). Nat. **125** p. 1126 (1930).

[145a] Sakae Idei, The Fine Structure of the K-absorption spectrum of selenium. Sci. Rep. Tôhoku Imp. Univ. **19** p. 653—658 (1930).

[146] C. C. Kiess and T. L. de Bruin, The arc spectrum of bromine. Bur. of Stand. J. of Res. **4** p. 667—692 (1930). Res. Pap. Nr. 172. Science **69** p. 360 (1929).

[147] E. O. Salant and A. Sandow, On the vibration frequencies of HCl and HBr in the liquid state. (Abstr.) Phys. Rev. (2) **35** p. 214—215 (1930).

[148] E. O. Salant and A. Sandow, Raman effect of HBr and HJ. Phys. Rev. (2) **36** p. 1591 (1930). (Abstr.)

[149] W. Weizel, H. W. Wolff and H. E. Binkele, Über ein Spektrum des Bromwasserstoffs. Zs. f. phys. Chem. B **10** p. 459—466 (1930).

[150] L. Bloch, E. Bloch et Pierre Lacroute, Multiplets dans le spectre d'étincelle du brome (Br II). C. R. **193** p. 232—233 (1931).

[151] W. G. Brown, The absorption spectrum of bromine. Phys. Rev. (2) **37** p. 1007—1008 (1931).

[152] W. G. Brown, Vibrational quantum analysis of the visible absorption bands of bromine. Phys. Rev. (2) **38** p. 1179—1189 (1931).

[152a] J. D. Hanawalt, Dependance of x-ray absorption spectra upon chemical and physical state. Phys. Rev. (2) **37** p. 715—726 (1931).

[153] E. O. Salaut and A. Sandow, Modified scattering by hydrogen halides. Phys. Rev. (2) **37** p. 373—378 (1931).

[154] H. Schüler, Hyperfeinstrukturen und Kernmomente. Phys. Zs. **32** p. 667—670 (1931).

[155] W. W. Sleator, New absorption bands of ammonia, methyl bromide, methyl iodide and carbon dioxyde in the infrared spectrum. Phys. Rev. (2) **38** p. 147—151 (1931).

[156] S. Tolansky, Fine structure in the arc spectra of bromine and jodine. Nat. **127** p. 855 (1931).

Linienspektra.

Br I ist ein Siebenvalenzelektronensystem und läßt in Analogie zu den anderen Halogenen Dubletts und Quartetts erwarten.

Der erste, der versucht hat die Linien der verschiedenen Ionisationsstufen zu trennen, ist Kimura [89; 90]. Er variiert in Geißlerröhren die Entladungsstärke und den Druck. Zunächst glaubte er drei verschiedene Spektren unterscheiden zu können, zwei rote und ein blaues. Das erste rote tritt in den weiten Teilen des Rohres

bei schwachen Entladungen auf und entspricht im wesentlichen dem Bogenspektrum. Das blaue Spektrum erscheint am besten in der Kapillare bei kräftigen Entladungen und ist ein Funkenspektrum. Das zweite rote Spektrum erweist sich als Gemisch des ersten roten und des blauen. Kimura bezeichnet eine Reihe von Linien richtig als Bogen- bzw. Funkenlinien, wie der Vergleich mit späteren Einordnungen von Kiess und Bloch (s. weiter unten) zeigt. Dagegen ist ein Versuch, die in dem aus Bogen- und Funkenlinien gemischten Spektrum vorkommenden Linien in ziemlich regelmäßig gelagerte Gruppen einzuordnen, völlig verfehlt.

Asagoe [120] setzt die Versuche über den Einfluß des Druckes auf das Spektrum fort und findet verschiedenartige Verbreiterungen und Verschiebungen der Linien, die er danach in drei Klassen einteilt. Die Linien der ersten Klasse bleiben ziemlich scharf nach der violetten Seite, verbreitern sich nach Rot, während sich ihr Schwerpunkt nur sehr wenig nach Rot verschiebt. Er meint, das seien die Bogenlinien. Die Linien der zweiten Klasse verbreitern sich symmetrisch und werden teils etwas nach Rot, teils etwas nach Violett, teils gar nicht verschoben. Die Linien der dritten Klasse endlich werden stark nach Rot verbreitert und nach Rot verschoben, durchschnittlich um 2 Å. Ob hier wirklich von einer Verschiebung gesprochen werden kann, läßt sich bei so unscharfen und dazu noch verbreiterten Linien, sowie der ganz unzureichenden Dispersion des benutzten Spektralapparates nicht sicher sagen. Asagoe bezeichnet die Linien der zweiten und dritten Klasse als Funkenlinien und gibt eine Tabelle von mehr als 300 Linien bis λ 3500 AE nach den Messungen von Eder und Valenta und weiter nach eignen Messungen mit Angabe der Verschiebung und der Klasse. Vergleicht man diese Tabelle mit den Angaben von Kiess und Bloch, so sieht man, daß die Linien von Br I ziemlich richtig in die erste Klasse eingeordnet sind. Aber die zweite und dritte Klasse entsprechen nicht etwa Br II und Br III, sondern sind Gemische von beiden.

Ein etwas zuverlässigeres Verfahren wenden die Brüder Bloch [121] an, nämlich die elektrodenlose Ringentladung. Um ein geschlossenes, mit Br-Dampf von geringem Druck gefülltes Rohr werden einige Drahtwindungen gelegt und durch sie Entladungsströme von verschiedener Stärke und Kondensation hindurchgeschickt. Ist die Einwirkung schwach, so werden im Rohre neben Atomen von Br auch solche von Br^{+} entstehen, bei stärkeren Wirkungen auch solche von Br^{++} und Br^{+++} usw. Immer ist die Wirkung am Rande des Rohres am stärksten und nimmt nach der Achse zu ab. Wird von einem Ende des Rohres aus ein Bild seines Querschnittes auf den Spalt eines Spektrographen projiziert, so erhält man Linien verschiedener Länge, wobei die der niedrigsten Ionisationsstufe vom Rande des Rohres bis zu seiner Mitte reichen, die der höheren Ionisationsstufen immer weniger weit vom Rande aus zur Achse gehen. So kann man aus der Länge der Linien auf die Ionisationsstufe schließen. Natürlich ist das Verfahren schon deshalb nicht ganz eindeutig, weil auch die Intensität die Länge der Linie bedingt. Eine sehr starke Linie von Br^{++} kann z. B. ebensoweit sichtbar sein, wie eine schwache von Br^{+}; man kann dann jedoch durch Änderung der Erregungsstärke die richtige Entscheidung herbeiführen; denn bei Erhöhung der Erregung wird z. B. die Linie von Br^{++} noch weiter nach der Mitte vordringen, während die von Br^{+} verschwinden kann, weil die Zahl der Atome Br^{+} dabei abnehmen muß.

Nach diesem Verfahren haben die Brüder Bloch [121] die Spektren verschiedener Ionisationsstufen gesondert. Sie bringen in das Rohr ein Br-Salz, z. B. Bromnatrium, das infolge des Stromdurchganges dissoziiert und den Br-Dampf liefert. Sie photographieren mit Prismen und 3 m-Gitter und glauben, daß im Rot und Anfang des Ultraviolett ihr Meßfehler höchstens 0,1 Å beträgt, im übrigen Spektralbereich nur wenige Hundertstel Å. Ferner geben sie eine Liste mit etwa 1100 Linien, in die auch Linien von Eder und Valenta [35] und von Kimura [89, 90] mit aufgenommen sind. Von den zahlreichen Linien sind aber etwa 250 nur auf einer Platte erschienen. In einem Nachtrag [126] wird ferner mitgeteilt, daß in den Tabellen [121] etwa 130 falsche Linien angegeben seien, die einer anderen Ordnung des benutzten Gitters angehörten. Weiter haben sie mittels einer Zeemaneffektuntersuchung mit Lacroute [150] zusammen u. a. zwei falsche Einordnungen richtig gestellt. Die Brüder Bloch haben die Linien in folgende drei Klassen geteilt: A (Bogenlinien), E_1 und E_2, die Br II und Br III entsprechen. Dann folgt noch eine kleine Tabelle von 34 Linien, die vielleicht zu Br IV gehören. Viele der eingeordneten Linien sind mit Fragezeichen versehen, d. h. die Autoren sind über die richtige Einordnung nicht sicher. Alle diese Umstände — Linien nur auf einer Aufnahme, Fragezeichen, falsche Linien — lassen der sonst sehr verdienstvollen Arbeit gegenüber ein Gefühl der Unsicherheit nicht unterdrücken.

Siracusano [132, 133] hat das gleiche Verfahren, die Linien der verschiedenen Ionisationsstufen zu trennen, auf kürzere Wellenlängen angewandt. Nach seinen Photographien zu schließen, sind seine Messungen ganz unzuverlässig. Er gibt eine größere Zahl von Linien, die er zu Br I rechnet, eine zu Br II und 7 zu Br III.

Um nun zu Br I zurückzukehren, so liefert das Verfahren natürlich vor allem Funkenspektra. Es werden daher nur 21 Linien als zu Br I gehörig bezeichnet. Wie ein Vergleich mit Kiess und de Bruin [146] zeigt, sind sie sämtlich richtig bezeichnet.

Die bisher zuverlässigste Arbeit für Br I verdanken wir Kiess und de Bruin [146], die nicht nur eine Neumessung des Spektrums zwischen λ 9320 und λ 3735 mit 330 Linien vorgenommen, sondern auch zwei Drittel derselben eingeordnet haben. In Geißlerröhren aus Quarz oder Glas erscheinen bei kleinen Drucken und unkondensierten Entladungen in dem orangeroten Licht zuerst Banden. Bei höherem Druck (10—12 mm) wird die Farbe des Lichtes hellrot, die Banden verschwinden und das Bogenspektrum tritt auf, wofür die Linien 6350 und 6148 charakteristisch sind. Erhöht man den Druck auf etwa 50 mm, so leuchtet die Kapillare graublau, die Bogenlinien werden schwach und zahlreiche neue Linien im Grün und Blau erscheinen. Schaltet man dann noch eine Kapazität hinzu, so verbreitern sich die Bogenlinien nur nach Rot, während sich die anderen sehr verschieden verhalten und auch neue Linien auftreten. Das alles entspricht auch den Angaben von Kimura und Asagoe [89, 90, 120] und früheren Beobachtungen. Den Schlüssel für die Ordnung des Spektrums gaben ihnen Beobachtungen von Turner [119] (s. weiter unten), der bei Messungen im Schumanngebiet die Differenz $\Delta V = 3685$ wiederholt gefunden hatte. Dadurch gelangten sie zum Grundterm ^2P, dessen Komponenten diese Differenz haben. Die Turnerschen Linien sind gleichzeitig Resonanz- und Restlinien. Ein Teil von ihnen ist in der folgenden Tab. 1 mit eingeordnet neben den bereits erwähnten

Tabelle 1. Br I

		Kiess und de Bruin [146]	
5s $^2P_1$—5p $^2D_2$	9320	83	4
5s $^4P_2$—5p $^4D_3$	9265	39	8
5s $^2P_2$—5p $^4D_1$	9178	16	4
5s $^2P_1$—5p $^2S_1$	73	59	4
5s $^4P_2$—5p $^4P_1$	66	07	7
5p $^4D_2$—7s $^2P_2$	9078	79	0
5s $^2D_3$—5p $^2P_2$, (^1D)	8963	99	5
5s $^2D_2$—5p $^2P_2$, (^1D)	49	31	2
5s $^4P_1$—5p $^4D_1$	32	39	3
5s $^4P_3$—5p $^4P_3$	8897	64	15
5s $^2D_2$—5p $^2P_1$, (^1D)	88	83	2
—	33	23	0
5s $^2P_2$—5p $^2D_3$	25	26	15
5s $^2D_3$—5p $^2F_4$, (^1D)	19	95	10
5s $^2S_1$—6p $^2P_2$, $(^1S\,^3P)$?	08	91	1
5s $^2D_3$—5p $^2F_3$, (^1D)	07	52	2
5s $^2D_2$—5p $^2F_3$, (^1D)	8793	46	6
—	64	08	0
—	60	26	0
—	25	28	1
—	09	00	1
5s $^2P_2$—5p $^4S_2$	8698	51	10
5p $^4D_2$—7s $^4P_2$	68	94	1
5s $^4P_3$—5p $^4P_2$	38	66	25
—	28	85	0
5s $^2S_1$—6p $^2P_1$, $(^1S\,^3P)$	25	40	6
—	12	13	0
—	8592	53	0
5p $^4D_1$—4d $^4D_1$	78	88	0
—	66	28	6
5p $^4S_2$—4d $^4F_3$	60	58	1
5s $^2P_2$—5p $^2P_1$	57	73	5
5p $^2D_2$—4d $^3F_3$	13	38	5
5p $^2D_3$—4d $^4F_4$	03	82	1
5s $^4P_1$—5p $^4S_2$	8477	47	20
—	71	58	3
—	67	26	0
5s $^4P_2$—5p $^4D_2$	46	55	50
—	08	66	1
5p $^2D_3$—4d $^4F_2$	8389	76	1
5p $^2S_1$—4d $^2P_1$	84	02	5
—	61	70	1
5p $^2D_2$—4d $^2D_3$	60	56	1
—	56	51	0
5s $^4P_1$—5p $^2P_1$	43	70	20

		Kiess und de Bruin [146]	
5s $^2P_2$—5p $^2P_2$	8334	69	20c [1]
—	8294	45	0
5p $^4D_3$—7s $^2P_2$	91	07	1
5s $^4P_3$—5p $^4D_4$	72	46	75l [2]
5p $^2D_2$—4d $^2P_1$	64	95	10
5p $^4D_1$—4d $^4P_1$	50	32	1
—	48	45	0
5p $^2D_2$—4d $^2D_2$	46	87	5
—	38	03	1
—	15	05	0
—	8184	16	0
5p $^4D_1$—7s $^4P_1$	83	47	0
5s $^4P_3$—5p $^4D_3$	53	94	12c
—	52	71	2
5s $^4P_1$—5p $^2P_2$	31	51	12
—	8073	04	0
5s $^2D_2$—5p $^2P_1$, $(^1D\,^1S)$	28	55	0
5s $^2D_3$—7p $^4P_2$, $(^1D\,^3P)$	26	35	6
—	23	93	2
5p $^4P_1$—7s $^4P_2$	22	62	1
5s $^2D_3$—5p $^2D_3$, (^1D)	21	61	1
5s $^2D_2$—7p $^4P_2$, $(^1D\,^3P)$	14	72	2
5s $^2D_2$—5p $^2D_3$, (^1D)	09	98	4
5s $^2P_2$—5p $^2D_2$	7989	94	12
5s $^2D_3$—5p $^2D_2$, (^1D)	78	50	10
5s $^2D_2$—5p $^2D_2$, (^1D)	66	95	2
5s $^2D_3$—5p $^2P_2$, $(^1D\,^1S)$ } 5s $^2S_1$—5p $^2P_2$, $(^1S\,^1D)$ }	50	19	5
5p $^4D_3$—7s $^4P_2$	47	95	4
5s $^2D_2$—5p $^2P_2$, $(^1D\,^1S)$	38	64	12cl
—	29	71	0
5p $^4D_4$—7s $^4P_3$ } 5p $^2P_2$—4d $^2P_1$ }	25	88	4
—	89	96	0
5s $^2P_2$—5p $^2S_1$	81	58	2
5p $^4P_2$—7s $^2P_2$	43	60	1
—	27	24	1
—	07	72	1
5s $^4P_1$—5p $^2D_2$	03	03	15l
5p $^2D_3$—4d $^2F_3$	33	64	2
5s $^2S_1$—6p $^2D_2$	26	15	1
5p $^2D_3$—4d $^2F_4$	15	38	4
—	7688	11	0
—	84	97	0
5s $^2S_1$—6p $^4S_2$, $(^1S\,^3P)$	63	40	0

[1]) c bedeutet: mehrfach (complex).
[2]) l bedeutet: nach Rot abschattiert.

		Kiess und de Bruin [146]	
5p $^4S_2$—5d $^4D_1$	7652	83	1
—	47	54	0
—	42	99	0
5p $^4P_3$—7s $^2P_2$	41	62	2
5p $^4P_2$—7s $^4P_3$	16	46	6
5p $^2D_3$—4d $^2D_3$	07	40	4
—	7595	13	3
—	93	13	0
5s $^4P_2$—5p $^4D_1$	91	59	2
5p $^4D_2$—4d $^4D_3$	70	87	2
—	69	16	2
5s $^2S_1$—6p $^2S_1$, (^1S ^3P)	51	59	3
5p $^4P_2$—7s $^4P_2$	35	81	3
5s $^4P_3$—5p $^4D_2$	13	01	501
—	7493	48	0
—	78	13	0
—	62	05	0
5p $^4D_2$—4d $^4P_1$	32	82	0
5p $^4P_3$—7s $^4P_3$	25	89	10
5s $^4P_2$—5p $^2D_3$	48	56	251
5p $^4D_2$—4d $^4F_3$	44	55	4
—	33	70	2
—	19	19	3
—	11	59	2
5p $^4D_2$—4d $^4F_2$	05	21	1
5p $^4D_1$—4d $^2P_1$	7288	49	3
5s $^4P_2$—5p $^4S_2$	60	49	15
5p $^4D_2$—4d $^4P_2$	32	47	2
—	22	39	1
—	17	84	1
—	7194	29	1
5p $^4P_1$—4d $^4D_1$	84	34	5
5s $^4P_2$—5p $^2P_1$	62	14	7
—	50	38	1
5s $^2S_1$—5p $^2P_2$, (^1S)	42	28	6
5p $^4P_1$—4d$^4D_2$	13	53	3
—	11	63	5
5p $^4D_3$—4d $^4D_4$	7058	40	4
5p $^4D_3$—4d $^4D_2$	54	74	0
5p $^4D_3$—4d $^4D_3$	15	16	1
—	11	54	0
5s $^4P_2$—5p $^2P_2$	05	21	201
5p $^4P_1$—7s $^2P_1$	6993	25	0
5p $^4P_4$—4d $^4D_4$	71	97	0
—	36	71	0
5p $^4D_4$—4d $^4D_3$	29	79	3
—	22	96	0

		Kiess und de Bruin [146]		Bloch [121]	
5p $^4P_1$—7s $^4P_1$	6904	95	3		
5p $^4D_3$—4d $^4F_4$	6861	21	5		
5p $^4P_1$—4d $^4F_2$	40	74	0		
—	26	09	2		
5p $^4D_3$—4d $^4F_3$	20	39	2		
5p $^4P_2$—4d $^4D_1$	6791	50	2		
5p $^4D_4$—4d $^4F_5$	90	05	0		
5p $^4D_3$—5d $^4F_2$	86	77	5		
—	85	79	1		
5p $^4D_4$—4d $^4F_4$	79	48	3		
5s $^4P_2$—5p $^2D_2$	60	11	3		
5p $^4P_2$—4d $^4D_2$	28	29	6	8.33	00
5p $^4D_3$—4d $^4P_2$	23	75	1	—	
—	02	10	0	—	
5p $^4P_2$—4d $^4D_3$	6692	16	8	2.19	00
5s $^4P_2$—5p $^2S_1$	82	29	9	2.38	00
—	72	22	1	—	
5s $^4P_3$—5p $^2D_3$	31	64	15cl	1.72	4
5p $^4P_2$—7s $^2P_1$	20	50	3	—	
5p $^4P_2$—4d $^4P_1$	6584	22	1	—	
5p $^4P_3$—4d $^4D_4$	82	19	10	2.23	2
5p $^4P_3$—4d $^4D_2$	79	20	4	—	
5p $^4D_2$—5d $^4F_3$	71	35	2	—	
5s $^4P_3$—5p $^4S_2$	* 59	81	12c	2.89	4[1])
5p $^4D_4$—4d $^4P_3$	48	14	4	—	
5p $^4P_3$—4d $^4D_3$	44	61	10	4.64	2
5p $^4P_2$—7s $^4P_1$	41	44	1	—	
—	32	30	1	—	
5p $^4P_2$—4d $^4F_3$	14	60	1	—	
—	6488	71	1	—	
5p $^4P_2$—4d $^4F_2$	83	60	2	—	
—	62	40	1	—	
—	38	08	1	—	
5p $^4P_2$—4d $^4P_2$	26	37	1	—	
5p $^4P_3$—4d $^4F_4$	10	32	5	0.41	00
—	6364	76	0	—	
5s $^4P_3$—5p $^2P_2$	* 50	74	20cl	0.85	8
—	36	58	1	—	
5p $^4P_2$—4d $^4P_3$	35	50	2	—	
—	6296	70	4	—	
5p $^4P_3$—4d $^4P_2$	90	13	2	—	
—	82	50	2	—	
5p $^4P_1$—5d $^4D_1$	77	32	0	—	
5p $^4P_1$—5d $^4D_2$	53	71	1	—	
—	51	41	1	—	
5p $^4D_2$—5d $^4P_2$	44	30	1	—	
5p $^4P_3$—4d $^4P_3$	03	08	3	—	

[1]) Die mit * versehenen Linien sind auch von Asagoe zu Br I gerechnet.

		Kiess und de Bruin [146]		Bloch [121]	
5p $^4D_3$—5d $^4F_4$	6177	40	6	7.44	00
5p $^4D_4$—5d $^4D_4$	58	20	3	—	
5s $^4P_3$—5p $^2D_2$ } 5p $^4D_3$—5d $^4F_3$ }	* 48	62	12c	8.57	3
—	32	70	2	—	
5p $^4D_4$—5d $^4F_5$	22	12	71	2.16	0
—	6095	74	2	—	
—	69	75	1	—	
—	64	30	0	—	
—	57	82	0	—	
Br II?	30	67	1	—	
—	07	86	1	—	
—	5985	30	0	—	
5p $^4P_2$—5d $^4D_1$	75	40	1	—	
5p $^4P_2$—5d $^4D_2$	54	00	3	—	
5p $^4P_2$—5d $^4D_3$	50	30	3	—	
—	45	50	2	—	
5s $^2P_1$—6p $^4P_1$	40	53	51	—	
5p $^4P_1$—5d $^4P_1$	05	45	3	—	
5p $^4D_3$—5d $^4P_3$	5869	25	0	—	
5p $^4D_3$—5d $^4P_2$	61	32	0	—	
5p $^4P_3$—5d $^4D_4$	52	10	8	2.02	00
5p $^4P_3$—5d $^4D_2$	36	85	1	—	
5p $^4P_3$—5d $^4D_3$	33	43	6	—	
—	28	60	0	—	
5p $^4D_4$—5d $^4P_3$	09	59	1	—	
Br II?	5794	00	0	—	
—	83	31	4	—	
5p $^4P_2$—5d $^4P_1$	5637	35	0	—	
5p $^4P_2$—5d $^4P_2$	34	03	1	—	
—	* 27	23	1	—	
—	5558	60	0	—	
—	48	20	0	—	
5p $^4P_3$—5d $^4P_3$	36	40	3	—	
5p $^4P_3$—5d $^4P_2$	29	00	1	—	
5s $^2P_1$—6p $^2P_2$	*5466	23	81	6.22	
—	60	70	21	—	
5s $^2P_2$—6p $^4P_3$	* 50	06	3	—	
5s $^2P_1$—6p $^2P_1$	5395	52	81	5.49	—
—	82	99	1	—	
5s $^2P_2$—6p $^4P_1$	70	27	3	—	
5s $^2P_2$—6p $^4D_3$	* 64	20	2	—	
5s $^4P_1$—6p $^4P_2$	45	43	61	5.34	—
5s $^2P_2$—6p $^4D_2$	28	89	1	—	
5s $^4P_1$—6p $^4D_2$	5245	13	3	—	
5s $^2P_1$—6p $^2D_2$	5022	35	2	—	
—	14	80	0	—	

		Kiess und de Bruin [146]		Bloch [121]	
—	5009	40	0	—	
5s $^2P_1$—6p $^4S_2$	02	70	4	—	
5s $^2P_2$—6p $^2P_2$	*4979	76	151	9.77	—
5s $^2P_1$—6p $^2S_1$	54	37	4		[1]
5s $^2P_2$—6p $^2P_1$	21	00	2	—	
—	4860	04	5	—	
5s $^4P_1$—6p $^2P_1$	49	37	7	—	
5s $^4P_2$—6p $^4P_2$	34	46	7cl	—	
5s $^2P_1$—5p $^2P_1$, (^3P ^1S)	07	62	4	—	
5s $^2P_1$—7p $^4P_2$	02	65	7	—	
5s $^4P_2$—6p $^4P_1$	4785	19	6	—	
5s $^4P_2$—6p $^4D_3$	* 80	31	15cl	0.32	1
5s $^2P_1$—5p $^2P_2$, (^3P ^1S)	75	21	7	—	
5s $^2P_1$—7p $^4P_1$	65	62	3	—	
—	59	45	0	—	
—	58	55	0	—	
5s $^4P_2$—6p $^4D_2$	* 52	27	12	2.27?	0
—	50	46	0	—	
—	48	85	0	—	
Br II?	35	42	5	—	
—	27	05	0	—	
—	11	08	1	—	
—	4698	56	1	—	
—	95	11	0	—	
—	54	16	1	—	
—	48	02	0	—	
5s $^4P_2$—6p $^4D_1$	43	52	71	—	
—	40	98	2	—	
5s $^2P_2$—6p $^2D_2$	* 14	60	121	4.58?	1
5s $^2P_2$—6p $^4S_2$	4592	17	1	—	
—	76	76	0	—	
5s $^2P_2$—6p $^2D_3$	* 75	75	121	5.72?	1
—	49	75	1	—	
5s $^4P_1$—6p $^4S_2$	29	77	10	—	
5s $^4P_3$—6p $^4P_3$	* 25	62	121	5.60	2
5s $^4P_3$—6p $^4P_2$	* 13	44	121	3.47?	0
—	4496	52	0	—	
5s $^4P_1$—6p $^2S_1$	* 90	43	7	0.49?	00
5s $^4P_3$—6p $^4D_4$	* 77	75	201	7.77	3
5s $^4P_2$—6p $^4P_2$	* 72	62	151	2.65	1
Br II?	71	74	1	—	
—	71	07	1	—	
5s$^2P_2$—7p $^4P_3$	70	01	2	—	
—	67	56	0	—	
—	58	40	0	—	
5s $^4P_3$—6p $^4D_2$	* 41	74	121	1.77	1
5s $^2P_2$—5p $^2P_1$, (^3P ^1S)	27	08	1	—	

[1]) Bloch geben hier noch 4942.01?

		Kiess und de Bruin [146]		Bloch [121]
$5s\,^4P_2$—$6p\,^2P_1$	*4425	14	8	5.12 00
$5s\,^2P_2$—$7p\,^4P_2$	23	04	4	—
—	04	45	0	—
$5s\,^2P_2$—$5p\,^2P_2$, $(^3P\,^1S)$	4399	72	4	—
Br II?	94	95	3	—
$5s\,^2P_2$—$7p\,^4P_1$	91	61	7	—
Br II?	79	78	2	—
$5s\,^4P_1$—$5p\,^2P_1$, $(^3P\,^1S)$	69	25	1	—
$5s\,^4P_1$—$7p\,^4P_2$	* 65	15	5	—
$5s\,^4P_1$—$7p\,^4P_1$	34	58	1	—
—	12	67	0	—
—	4289	91	0	—
—	83	14	0	—
—	60	64	1	—
—	50	87	0	—
—	48	42	0	—
—	40	41	0	—
—	20	57	0	—
—	02	50	7	—
—	4197	07	0	—
$5s\,^4P_3$—$6p\,^4P_2$	96	48	1	—
$5s\,^4P_2$—$6p\,^2D_2$	* 75	79	9	5.78? 0
$5s\,^4P_2$—$6p\,^4S_2$	57	39	4	—
$5s\,^4P_2$—$6p\,^2D_3$	* 43	98	6	—
—	32	49	1	—
—	29	09	0	—
$5s\,^4P_2$—$6p\,^2S_1$	24	28	0	—
—	23	45	1	—
—	4083	23	0	—
—	46	55	0	—
—	45	10	0	—
—	4037	35	3	—
$5s\,^4P_2$—$5p\,^2P_1$, $(^3P\,^1S)$	21	78	2	—
$5s\,^4P_2$—$7p\,^4P_2$	18	33	1	—
—	12	57	1	2.48? 00
$5s\,^4P_2$—$5p\,^2P_2$, $(^3P\,^1S)$	3999	10	1	—
$5s\,^4P_2$—$7p\,^4P_1$	92	39	7	—
$5s\,^4P_3$—$5p\,^2P_2$, $(^3P\,^1D)$	91	39	2	—
Br II?	37	64	1	—
$5s\,^4P_3$—$6p\,^2D_2$	34	11	2	—
$5s\,^4P_3$—$6p\,^4S_2$	17	83	2	—
—	09	42	1	—
$5s\,^4P_3$—$6p\,^2D_3$	05	92	0	—
—	02	93	2	—
—	3900	00	0	—
—	3896	68	1	—
—	64	12	2	—
—	29	76	1	—
$5s\,^4P_3$—$7p\,^4P_3$	28	55	5	—
—	15	68	7	—
—	01	04	1	—
—	3798	28	3	—
$5s\,^4P_3$—$7p\,^4P_2$	94	04	6	—
—	70	99	1	—
—	35	83	3 [2])	—
—	1633	6	10 [1])	—
—	1582	4	8	—
—	76	5	6	—
—	75	0	9	—
—	40	8	6	—
—	31	9	7	—
—	1488	6	8 [3])	—

[1]) Die folgenden Zahlen sind Turner [119] entnommen.

[2]) Siracusano [332] gibt noch:

3131.4	3040.0	2910.7	2808.2	2761.0	2694.8	2544.8	2467.9	2375.1
3091.9	10.0	07.7	07.5	52.7	06.2	40.3	62.9	74.2
84.0	2984.9	2874.1	2794.6	33.5	2597.0	27.7	2397.7	53.0
50.0	82.0	72.6	88.7	29.1	85.3	01.6	86.0	2290.4
								44.0

[3]) Turner [119] gibt noch folgende Linien:

1484.0	0	1459.9	0	1423.0	2	1405.1	0	1391.3	0	1347.3	1*	1286.4	1**	1255.9	1
77.1	2	57.0	1	16.5	2	03.6	0	84.6	8	35.6	0*	79.7	2	51.8	4
68.2	0	49.9	3	11.5	1	00.8	0	79.6	1*	17.8	6**	66.3	1	49.7	0
66.4	0	42.3	0	10.1	1	1397.5	0	63.5	0*	16.9	5	61.8	1	44.0	2
63.4	4	35.8	0	07.1	0	94.5	0	51.7	0*	10.0	5	59.4	2**	32.5	5

Die mit * bezeichneten Linien findet er auch in Cl, die ** auch in J.

Termtabelle zu Tabelle 1 (Br I).

Term Nr.	Term-type	V	Serien-Elektron
1	$^2P_2$	95550	4p
2	$^2P_1$	91865	
3	$^4P_3$	32120.18	
4	$^4P_2$	30649.50	
5	$^4P_1$	28672.84	5s + ^3P
6	$^2P_2$	28373.13	
7	$^2P_1$	26586.48	
8	$^2D_3$	18225.89	5s + ^1D
9	$^2D_2$	18244.07	
10	$^2S_1$	19648.11	5s + ^1S
11	$^4P_3$	20884.33	
12	$^4P_2$	20547.48	
13	$^4P_1$	19742.67	
14	$^4D_4$	20035.18	
15	$^4D_3$	19859.56	
16	$^4D_2$	18813.55	
17	$^4D_1$	17480.71	5p + ^3P
18	$^4S_2$	16880.08	
19	$^2P_2$	16378.36	
20	$^2P_1$	16691.02	
21	$^2D_3$	17045.12	
22	$^2D_2$	15860.84	
23	$^2S_1$	15688.70	
24	$^2F_4$	6891.07	
25	$^2F_3$	6875.08	
26	$^2D_3$	5763.03	5p + ^1D)
27	$^2D_2$	5695.66	
28	$^2P_2$	7073.27	
29	$^2P_1$	6997.08	
30	$^2P_2$	5650.84	5p + ^1S
31	$^2P_1$	5791.96	
32	$^4P_3$	10029.86	
33	$^4P_2$	9970.40	
34	$^4P_1$	9757.44	
35	$^4D_4$	9793.78	
36	$^4D_3$	9736.18	6p + ^3P
37	$^4D_2$	9612.78	
38	$^4D_1$	9120.12	
39	$^4S_2$	6602.88	
40	$^2P_2$	8297.43	
41	$^2P_1$	8057.64	
42	$^2D_3$	6524.95	6p + ^3P
43	$^2D_2$	6708.71	
44	$^2S_1$	6409.50	
45	$^4P_3$	7421.67	
46	$^4P_2$	7281.23	
47	$^4P_1$	5264.38	7s + ^3P
48	$^2P_2$	7801.70	
49	$^2P_1$	5447.07	
50	$^4P_3$	6008.04	
51	$^4P_2$	5770.52	7p + ^3P
52	$^4P_1$	5608.86	
53	$^4D_4$	5695.98	
54	$^4D_3$	5608.71	
55	$^4D_2$	5688.87	
56	$^4D_1$	5827.32	
57	$^4F_5$	5311.81	
58	$^4F_4$	5288.84	
59	$^4F_3$	5201.67	
60	$^4F_2$	5128.50	
61	$^4P_3$	4767.80	4d + ^3P
62	$^4P_2$	4990.88	
63	$^4P_1$	5363.50	
64	$^2F_4$	4087.56	
65	$^2F_3$	4118.00	
66	$^2D_3$	3903.42	
67	$^2D_2$	3738.36	
68	$^2P_2$	?	
69	$^2P_1$	3764.65	
70	$^4D_4$	3801.16	
71	$^4D_3$	3746.38	
72	$^4D_2$	3756.60	
73	$^4D_1$	3816.76	
74	$^4F_5$	3705.48	
75	$^4F_4$	3675.59	5d + ^3P
76	$^4F_3$	3600.17	
77	$^4F_2$	?	
78	$^4P_3$	2827.13	
79	$^4P_2$	2803.16	
80	$^4P_1$	2813.70	

Messungen von Kiess und de Bruin, Bloch und Siracusano, wobei die auch von Asagoe zu Br I gerechneten Wellenlängen mit einem * vor der Wellenlänge bezeichnet sind.

Turner [119] benutzte bei seinen Messungen eine enge Kapillare, die von Br-Dampf durchströmt wurde. Er konnte nur zwischen λ 1633 und 1232 photographieren, da die benutzte Geißlerröhre durch eine Fluoritplatte vom Vakuumspektrograph getrennt war. Seine Meßgenauigkeit schätzt er auf 0.2 Å.

Br II. Es ist schon gesagt, daß die Brüder Bloch [121] eine lange Liste der Linien zusammengestellt haben, die sie zu Br II rechnen. Einen Versuch, diese Linien einzuordnen, haben sie nicht gemacht, sondern das ist durch Ch. Deb [137, 138, 139] geschehen. Auf Grund der verschiedenen theoretischen und empirischen Gesetze sucht er für Br II und ebenso für Br III, Br IV und Br V gesetzmäßig gelagerte Linien auf. Bei Br II sind ungradzahlige Multipletts zu erwarten. Er findet in der Tat Quintetts, während er die Tripletts nicht erhält. Deb benutzt bei seinen Überlegungen die Messungen der Brüder Bloch, die er durch eigene Aufnahmen vervollständigt oder korrigiert. Die gesetzmäßigen Linien liegen alle in dem engen Gebiet von λ 4816 bis λ 4686. In der folgenden Tab. 2 sind die Linien von Bloch [121] und Deb [137—139] mit dessen Einordnung zusammengestellt. Ferner sind darin von Asagoe [120] gemessene, aber nicht eingeordnete Linien enthalten.

Br III. Hier liegen die Verhältnisse ganz ähnlich wie bei Br II, nur daß hier die Untersuchung von Deb [137—139] erfolgreicher gewesen ist. Er erhielt viele Dubletts und Quartetts zwischen λ 6224 und λ 2326. Seine Werte sind mit denen von Bloch und Asagoe in der folgenden Tab. 3 zusammengestellt.

Tabelle 2. Br II.

	Bloch [121]	
6520	02	3
6352	94	4
27	74	1
26	87	2
6297	35	1
6168	73	1
61	74	2
40	66	3
17	62	3
5871	61	2
68	01	00
64	17	0
30	74	6
21	00	0
5794	14?	0
18	91	3
10	97	2
5657	61	1
22	22	00
21	74	0
00	83	3
5589	93	9
84	78	1
59	92?	00
45	71	0
16	75	0
08	38	1
06	78	10
5495	06	7
88	79	5[1])
42	36	0
35	11	2
33	34	00
25	00	2
22	78	3
5332	04	6[2])
04	10	3
5272	72	00
63	43	00
39	81	00
38	23	6
33	48	00
27	68	00
5193	89	1[3])
83	88	1
82	36	6

	Bloch [121]		Deb [139]
5180	08	00	
64	40	2[4])	
03	78	0	
5054	65	8	
42	15	0	
38	77	5	
10	86	2	
4986	98	4	
59	37	4	
50	72	2	
49	01	1	
45	61	5	
42	15	0	
30	66	8	
28	79	10	
26	56	4	
21	27	6	
15	36	0	
10	28	1	
4868	63	0	
67	75	4	
66	70	6	
66	52	2	
61	10	1	
48	75	10	
44	86	6	
38	53	2	
25	64	00	
18	41	3	
16	71	15	6.72 8
10	—		0.71 15
10	04	1	0.04 2
03	—		3.21 0
02	34	6	2.24 6
4795	23	3	5.23 3
91	81	1	—
85	50	20	5.50 20
78	82	0	—
77	14	2	—
76	42	10	6.42 10[5])
73	85	4	—
67	10	10	7.10 10
66	00	8	—
52	95	1	2.95 3
44	33	2	—
42	70	10	2.70 10

	Bloch [121]		Deb [139]
4735	42	5	—
31	70	0	—
28	79	0	8.79 2
28	24	4	8.24 4
20	37	6	0.30 6
19	77	8	9.77 8[6])
15	75	1	—
14	48	1	—
13	58	1	—
04	86	10	4.86 10
01	—		1.00 3
4696	43	2	6.43 4
93	27	7	3.30 1
91	24	1	1.24 1
87	39	1	—
86	—		6.61 1
78	69	10	
73	38	2	
72	56	4	
56	82	0	
51	99	6	
51	38	2	
44	76	1	
44	61	2	
42	63	1	
42	03	6	
29	42	5	
24	87	0	
22	75	10	
09	54	1	
05	66	4	
01	36	6	
4596	89	4	
67	35	1	
58	03	5	
42	93	10	
42	43	4	
38	77	6	
29	60	4	
08	07	2	
05	41	0	
04	10	0	
4499	39	1	
95	15	2	
88	77	2	
71	83	0	

[1]) Asagoe [120] gibt hier noch 5481.41 und 5480.20.

[2]) Asagoe hat noch 5360.99 und 5335.30.

[3]) Asagoe hat noch 5199.50.

[4]) Asagoe hat noch 5143.63.

[5]) Siehe [150].

[6]) Siehe [150].

	Bloch [121]	
4460	13	2
52	05	1
45	33	0
30	97	1
11	36	0
07	62	5
05	16	1
4396	40	6
94	97	5
88	05	1
86	69	2
79	74?	4
73	69	0
72	00	3
65	60	10
59	50	1
58	28?	0
56	93	2
53	30	1
51	22	6
40	11	0
30	43	3
26	60	0
07	80	5
4297	12	5
95	37	0
91	40	00
89	88	2
88	38	1
87	41	0
78	86	2
61	54	0
61	27	1
36	88	6
35	77	1
30	33	2
30	00	4
27	82	1
26	15	2
25	81	0
23	88	8
22	40	2
19	97	1
18	02	0
08	53	1

	Bloch [121]	
4206	07	2
02	88	2
01	35	3
4193	46	0
93	11	3
92	35	2
83	51	1
82	45?	2
79	64	6
60	00	4
57	14	4
51	43	2
44	07?	00
40	21	7
38	58	2
35	66	6
18	68	2
17	45	6
15	73	1
10	00	3
06	41	2
06	01	0
05	47	1
04	80	2
02	53	3
4097	88	1
96	13	2
90	62	2
89	20	2
75	51	4[1])
63	60	4
45	13	1
36	43	3
29	83	0
26	58	0
24	66?	1
24	04	5
22	85	0
08	76	5
07	33	3
05	82	1
05	58	7
01	85	0
01	45	2
3999	62	3

	Bloch [121]	
3997	13	5
93	95	1
92	26	0
87	77	0
87	40	1
86	54	4
84	11	1
82	80	2
81	66	1
80	39	6
80	02	4
77	86	2
76	70	1
70	60	4
68	66	3
56	67	00
55	35	3
51	67	0
50	61	7
46	98	2
46	66	1
44	46	1
40	37	0
39	69	5
38	62	3
37	63?	1
35	15	5
29	56	5
27	76?	0
24	54	2
24	10	7
23	35	5
20	65	5
19	51	5
14	28	10
14	10	4
01	25	3
3896	50	0
91	63	6
77	85	0
71	21	4
57	71	1
40	56?	1
34	69	1[2])
3772	60	1

	Bloch [121]		Asagoe [120]
3770	24?	00	
53	55?	0	
40	51	2	
37	68?	0	
25	36?	1	
14	30	3	
3699	39	0[3])	
84	64	1	
81	58	1	
61	99	0	
59	50	7[4])	
33	64	3	
24	73	0	
21	95	1	
20	93	3	
19	33	0	
13	26?	1	
12	27	3	
06	66	5[5])	
3585	44	3	
84	94	1	
82	61	1[6])	
36	42	1	
34	98?	0	
25	34	2	
3476	98	0	6.9
66	75?	0	6.7
54	91	00	—
52	44?	0	5.4[7])
36	86	0	6.8
28	93	1	8.9
23	82	2	—
09	81	2	9.8
3382	01	1	—[8])
71	65	1	—
66	12	1	6.1
46	96	2	6.98
3289	16	0	—[9])
69	02	1	—
66	99?	0	—
39	46	2	—
17	39	0	—
08	33	3	8.4
3199	66	4	9.7
91	52	1	—

[1]) Asagoe [120] hat noch 4072.30. [2]) Asagoe hat noch 3811.54.
[3]) Asagoe hat noch 3693.46. [4]) Asagoe hat noch 3648.0. [5]) Asagoe hat noch 3600.7.
[6]) Asagoe hat nach eigener Messung noch 3562.4, 3551.04, 3540.2, 3528.9, 3517.4, 3506.5.
[7]) Asagoe hat noch 3447.33, 3417.55, 3414.5.
[8]) Asagoe hat noch 3397.8, 3385.5, 3333.08, 3320.97. [9]) Asagoe hat noch 3282.2.

	Bloch [121]		Asagoe [120]
3165	83	0	—
58	64	0	—
51	10	0	—
46	31	0	—
43	47	0	—
36	31	1	—
24	62	0	—
21	18	2	—
11	08	0	—
07	16	0	—
00	61	0	—
3097	14	0	—
82	36	0	—
78	34	0	—
53	02	0	3.0
47	61	00	—
28	86	2	8.91
16	45	3	6.4
15	87	2	—
11	46	1	1.4
08	59	0	8.6
2999	52	0	9.7
86	48	2	6.5
85	79	1	5.9
83	69	0	—
81	80	2	1.8
73	45	2	3.46
72	22	6	2.2
67	23	6	7.2
64	79	0	—
44	35	1	—
25	66	1	5.64
23	06	0	—
21	89	1	1.86
17	23	4	7.19
13	32	1	3.3
10	94	2	0.7
05	88	2	5.8
04	15	2	4.1
00	16	3	0.1
2893	44	6	3.39
92	93	2	—
92	06	2	2.0
87	17	2	—

	Bloch [121]		Asagoe [120]
2885	22	0	—
83	17	0	—
80	34	1	—
78	57	0	—
75	42	3	5.37
73	24	1	3.2
72	59	5	2.5
67	04	3	6.97
48	30	0	—
46	15	3	6.1
17	22	1	—
14	10	1	4.0
10	37	1	0.3
07	57	4	7.5
00	12	1	—
2799	00	6	8.95
55	31	2	—
46	17	1	6.4
28	45	2	8.4
27	05	4	6.99
24	88	1	—
20	44	4	0.33
18	42	2	—
13	74	6	3.67
09	67	6	—
05	19	0	—
02	78	3	—
2690	13	5	0.1
85	25	3	—
84	09	1	—
72	53	2	—
60	49	6	0.44
58	65	7	—
56	83	5	—
42	22	2	—
07	05	2	—
01	90	1	—
01	16	4	1.17
2597	18	0	—
93	76	5	3.70
86	93	3	6.9
78	67	1	8.7
78	17	2	8.1
77	84	2	—

	Bloch [121]		Asagoe [120]
2576	17	4	—
69	23	4	—
67	30	4	7.3
63	19	2	3.2
56	93	1	6.86
55	37	0	—
45	41	2	—
41	45	7	1.42
32	43	2	—
24	93	4	4.94
23	78	1	—
21	66	7	1.69
2495	17	4	5.18[1]
88	37	7	8.4
84	40	0	—
64	81	4	—
27	77	0	—
2395	34	5	5.40
92	44	5	2.3
92	33	3	—
89	69	8	9.74
88	94	4	8.98
88	63	2	8.73
86	74	6	6.77
86	51	3	6.6
86	27?	1	—
55	69	4	5.71
46	84	1	6.9
43	40	2	—
39	97	0	—
37	90	5	7.93
36	92	2	6.96
34	42	0	4.5
17	27	4	7.35
13	67	0	—
04	06	1	4.1
2287	80	1	7.6
87	56?	0	—
85	20	0	5.2
84	50	1	—
81	42	1	1.4
80	56	1	0.6
71	—		1.0
70	—		0.4[2]

[1]) Asagoe [120] hat noch 2499.3, 2498.4.
[2]) Siracusano [132] gibt noch 2237.9.

Tabelle 3. Br III.

		Bloch [121]		Deb [139]	
—	6644	53	00		
—	6567	53	4		
—	42	99	3		
—	6471	66	2		
—	64	26	1		
—	46	15	3		
—	6374	88	2		
—	6285	04	4		
—	59	23	2		
$c\,^2F_3$—$d\,^2D_2$	24	—		4.4	1
—	6190	25	2	—	
—	6026	50	3	—	
$c\,^4F_2$—$d\,^4D_1$	23	—		3.98	4
—	5983	82	00	—	
—	79	63	1	—	
—	79	04	1	—	
—	26	48	1	—	
$c\,^4F_2$—$d\,^4D_2$	09	29	00	9.46	2
$c\,^4F_3$—$d\,^4D_2$	5899	—		9.8	2
—	80	95	0	—	
$c\,^2F_3$—$d\,^3D_2$	5737	13	3	7.13	3
$c\,^4F_3$—$d\,^4D_3$	05	—		5.6	1
$c\,^2F_4$—$d\,^2D_3$	00	—		0.1	2
$c\,^4F_4$—$d\,^4D_2$	5691	43	3	2.12	3
$c\,^4F_3$—$d\,^4D_4$	5471	—		1.3	0
$c\,^4F_4$—$d\,^4D_4$	58	—		8.2	2
$c\,^4F_5$—$d\,^4D_4$	35	—		5.11	5
$c\,^4D_1$—$d\,^4D_1$	5010	—		0.73	2
$c\,^4D_2$—$d\,^4D_1$	4996	—		6.3	1
$c\,^4D_2$—$d\,^4D_2$	15	—		5.52	2
$c\,^4F_2$—$d\,^4P_1$	4892	—		2.68	3
$c\,^4D_3$—$d\,^4D_2$	86	—		6.2	1
$c\,^2D_2$—$d\,^2D_2$	45	—		5.3	1
—	07	86?	1	—	
$c\,^2F_3$—$d\,^2P_2$	03	20?	0	3.2	1
$c\,^4F_2$—$d\,^4P_2$	4782	—		2.5	2
$c\,^4D_2$—$d\,^4D_3$	79	—		9.4	1
$c\,^4F_3$—$d\,^4P_2$	76	—		6.42	7
—	58	07	0	—	
$c\,^4D_3$—$d\,^4D_3$	51	—		1.34	2
—	26	88	0	—	
—	23	63	1	—	
—	22	00?	0	—	
—	01	40	3	—	
$c\,^4D_4$—$d\,^4D_3$	4686	61	1	6.4	1
—	84	38	1	—	
—	81	82	0	—	
—	72	11	2	—	

		Bloch [121]		Deb [139]	
—	4670	46	2	—	
—	43	11?	1	—	
—	30	56	2	—	
—	25	65	1	—	
—	25	40	0	—	
—	21	40	0	—	
—	13	88	2	—	
—	07	18	2	—	
$c\,^4P_3$—$d\,^4P_3$	05	—		5.66	4
—	4599	68	1	—	
$c\,^4F_4$—$d\,^4P_3$	96	—		6.63	6
—	93	30	2	—	
$c\,^4D_3$—$d\,^2D_4$	89	—		9.21	3
—	79	95	6	—	
—	73	41	3	—	
—	72	17	0	—	
—	59	94	1	—	
—	56	55	2	—	
—	54	87	1	—	
—	53	62	0	—	
$c\,^2D_2$—$d\,^2D_5$	44	—		4.87	1
—	32	64	0	—	
$c\,^4D_4$—$d\,^4D_4$	29	—		9.49	7
—	19	81	6	—	
—	16	18	5	—	
—	14	06	3	—	
—	06	55	8	—	
—	4495	00	0	—	
—	66	35	6	—	
—	35	76	2	—	
$c\,^4P_1$—$d\,^4D_1$	28	—		8.09	3
—	06	58	0	—	
—	4396	75	2	—	
—	93	56	6	—	
—	89	18	0	—	
$c\,^2D_3$—$d\,^2D_3$	88	—		8.05	2
$c\,^4P_2$—$d\,^4D_1$	86	—		6.69	2
—	84	00	5	—	
—	78	97	2	—	
—	76	29	1	—	
—	43	57?	0	—	
$c\,^4P_2$—$d\,^4D_3$	23	—		3.65	2
—	18	90?	2	—	
—	16	13	1	—	
$c\,^4F_2$—$d\,^4S_2$	4295	—		5.37	0
—	79	48	1	—	
—	73	74	0	—	
—	65	32	1	—	

		Bloch [121]		Deb [139]	
—	4249	89	5	—	
$c^4P_3—d^4D_2$	39	74	1	9.74	2
—	32	31	3	—	
—	20	81	2	—	
$c^4P_1—d^4D_3$	19	21	2	9.21	3
—	12	45	0	—	
$c^4D_1—d^4P_1$	01	—		1.35	3
$c^4D_2—d^4P_1$	4190	82	3	0.82	3
—	84	68	1	—	
—	81	75	3	—	
—	61	17	0	—	
—	40	68	1	—	
$c^4P_3—d^4D_3$	38	38	3	8.38	3
—	37	38	1	—	
—	22	00	0	—	
$c^2P_1—d^2D_2$	16	56	2	6.65	2
$c^4D_2—d^4P_2$	10	—		0.00	3
$c^4D_2—d^4P_2$	4089	73	3	9.73	3
—	78	14	0	—	
—	74	49	2	—	
—	60	24	0	—	
—	54	03	2	—	
—	41	61	3	—	
—	40	54	0	—	
—	32	85	5	—	
—	30	29	4	—	
—	18	06	0	—	
—	17	74	0	—	
—	15	30	0	—	
$c^4P_3—d^4D_4$	14	32	6	4.32	6
—	10	64	0	—	
—	10	44	0	—	
$d^4S_2—c^4P_1$	3994	—		4.05	1
—	89	23	2	—	
—	86	75	2	—	
$c^4D_2—d^4P_3$	82	—		2.80	2
—	78	60?	0	—	
—	74	29	1	—	
—	66	65	1	—	
$c^4D_3—d^4P_3$	64	—		4.32	1
—	63	25	1	—	
$c^3P_2—d^2D_2$	60	47	3	0.47	3
—	46	01	2	—	
—	41	05	3	—	
—	38	99	0	—	
—	24	97	1	—	
$c^4D_4—d^4P_3$	18	83	3	8.83	3
—	15	18	2	—	
—	13	36	1	—	
—	12	56?	0	—	
—	11	51?	0	—	

		Bloch [121]		Deb [139]	
—	3904	83	0	—	
—	03	97	6	—	
—	3897	53	5	—	
—	95	08	2	—	
—	76	89	2	—	
$d^4S_2—c^4P_2$	71	—		1.21	4
—	65	75	1	—	
—	64	85	1	—	
—	63	71	2	—	
—	38	42	0	—	
—	28	11	2	—	
$c^2D_3—d^2P_2$	20	26	5	0.25	4
—	3783	61	0	—	
$c^4P_1—d^4P_1$	83	42?	2	3.03	2
—	82	22?	4	—	
—	79	79	0	—	
—	73	83	2	—	
$c^4P_2—d^4P_1$	54	—		4.18	0
—	42	77	1	—	
$d^4S_2—c^4P_3$	40	—		0.41	2
$b^4P_2—d^4D_2$	38	—		8.85	2
—	30	98	0	—	
—	29	64	1	—	
—	24	74	0	—	
—	23	86	0	—	
$c^4P_1—d^4P_2$	16	—		6.74	3
—	13	52	3	—	
$b^2D_2—d^2D_2$	04	03	3	4.03	3
$b^2D_3—d^2D_3$	3693	47	8	3.47	8
$c^4P_2—d^4P_2$	88	—		8.86	6
—	73	66	3	—	
$b^4P_2—d^4D_1$	69	20	0	9.20	0
$b^4P_2—d^4D_3$	60	—		0.05	2
—	58	55	2	—	
—	51	50	3	—	
$d^4P_2—e^4P_1$	48	—		8.41	1
—	48	01?	0	—	
$c^4P_2—d^4P_2$	27	—		7.13	1
—	25	70	1	—	
$d^2P_2—e^2P_1$ } $b^4P_2—d^4D_2$ }	25	—		5.32	2
$b^2P_2—d^2D_2$	18	—		8.26	2
—	12	27	3	—	
$b^4P_1—d^4D_1$	00	71	7	0.71	7
—	3591	31	4	—	
—	89	95	1	—	
$c^3P_1—d^2P_1$	87	65	3	7.65	3
$c^4P_2—d^4P_3$ } $b^4P_1—c^4P_1$ }	87	08	2	7.08	2
—	83	66	1	—	
—	76	88	2	—	

		Bloch [121]		Deb [139]		Asagoe [120]
—	3569	06	0	—		
—	68	72	3	—		
$b\,^4P_3$—$d\,^4D_4$	62	43	10	2.43	10	
—	56	58?	0	—		
$b\,^4P_2$—$d\,^4D_3$	51	08	7	1.08	7	
$d\,^4P_2$—$c\,^4P_2$	44	—		4.86	2	
—	40	16	6	—		
$d\,^4P_3$—$c\,^1P_2$	28	83	7	8.83	7	
$e\,^4P_3$—$d\,^4P_3$	27	98	4	7.98	4	
$b\,^2D_2$—$d\,^2D_3$	26	03	4	6.03	4	
$d\,^3P_2$—$c\,^2P_2$	26	—		6.00	4	
—	23	93	0	—		
—	17	36	6	—		
—	13	01?	1	—		
—	12	47?	0	—		
—	06	46	7	—		
—	04	98?	0	—		
—	03	20	1	—		
—	00	90	0	—		
—	3497	24	3	—		
—	90	91	1	—		
$d\,^4P_1$—$c\,^4P_2$	88	—		8.07	0	
—	87	58	3	—		
$d\,^2P_1$—$c\,^2P_1$	77	48	3	7.48	3	
—	76	88?	0	—		
$b\,^2P_1$—$d\,^2D_1$	74	—		4.90	4	
$c\,^2P_2$—$d\,^2P_1$	69	14	1	8.73	2	
$b\,^2P_2$—$d\,^2D_3$	47	36	6	7.56	6	7.33
$c\,^2P_3$—$d\,^2P_2$	42	—		2.99	2	—
—	41	70	1	—		—
$d\,^4P_2$—$e\,^4P_2$	34	—		4.93	1	—
$^2P_2$—$e\,^2D_2$	33	93	1	3.93	6	—
—	25	25	2	—		—
—	24	80	2	—		—
—	17	58	6	—		7.55
—	17	17	3	—		—
$e\,^4P_1$—$d\,^4S_2$	16	37	3	6.17	3	—
—	14	51	6	—		4.5
—	02	42	6	—		2.4
—	3397	93	3	—		7.8
—	97	10	8	—		—
$d\,^2P_1$—$e\,^2P_2$	85	25	5	5.32	5	5.5
—	79	77	0	—		—
—	74	51?	2	—		—
—	74	23	2	—		—
—	71	00	1	—		—
—	70	83	1	—		—
—	49	64	6	—		9.69
—	44	35	1	—		—
—	39	22	0	—		—
$d\,^2P_2$—$f\,^2P_2$	33	07	7	3.07	7	3.08

		Bloch [121]		Deb [139]		Asagoe [120]
—	3331	22	1	—		—
—	29	98	1	—		—
—	28	67	2	—		—
—	24	68	0	—		—
$d\,^2P_2$—$e\,^2D_2$	21	03	6	1.03	6	0.97
—	15	25?	1	—		—
$d\,^2P_1$—$e\,^2D_2$	01	—		1.13	4	—
—	3297	56	0	—		—
$b\,^2D_2$—$d\,^2P_2$	82	09	5	2.09	5	2.2
—	80	40	3	—		—
—	76	99	1	—		—
$b\,^2D_2$—$d\,^2P_1$	69	93	5	9.93	5	0.0
—	58	11	0	—		—
—	52	54?	3	—		—
—	49	86	3	—		—
—	49	51	0	—		—
—	37	90	4	—		—
—	14	52	6	—		—
$b\,^2P_2$—$d\,^2P_1$	02	84	4	2.84	4	—
—	3198	74	6	—		—
$d\,^4D_2$—$e\,^4P_1$	85	10	4	5.10	7	—
—	75	08	8	—		—
$b\,^4P_2$—$d\,^4P_3$	74	—		4.08	8	—
—	73	62?	—	—		—
$b\,^4P_2$—$d\,^4P_2$	69	—		9.49	7	—
—	67	49	7	—		—
$d\,^4D_3$—$e\,^4P_2$ $b\,^4P_1$—$d\,^4P_1$	62	75	6	2.74	6	—
$d\,^2D_3$—$e\,^2P_2$ $b\,^2D_2$—$d\,^2P_2$	49	35	4	9.35	4	—
$d\,^4D_4$—$e\,^4P_3$	47	81	8	7.81	8	—
—	17	32	6	—		—
$b\,^4P_2$—$d\,^4P_1$	16	04	5	6.04	5	—
—	11	89	0	—		—
$d\,^4D_2$—$e\,^4P_2$	06	—		6.03	1	—
$d\,^2D_2$—$e\,^2P_1$	3092	—		2.20	2	—
$b\,^4P_3$—$d\,^4P_2$	91	87	5	1.87	5	—
$d\,^4P_3$—$f\,^4F_2$	89	73	2	9.70	2	—
$b\,^2P_2$—$d\,^2D_2$	87	11	3	7.11	3	—
$d\,^2D_3$—$e\,^2D_3$	76	86	1	6.86	1	—
$d\,^4D_3$—$e\,^4P_3$	75	—		5.27	—	—
$d\,^4D_1$—$e\,^4P_2$	74	38	10	4.38	10	4.3
—	68	21	4	—		—
$d\,^4P_3$—$f\,^4F_3$	64	—		4.27	—	—
—	57	52	4	—		—
—	56	07	5	—		—
—	51	32	0	—		—
—	45	00	00	—		—
—	41	93	1	—		—
$d\,^2P_2$—$f\,^2F_3$	36	38	5	6.56	5	—
—	33	52	5	—		—

		Bloch [121]		Deb [139]		Asagoe [120]
—	3025	56	2	—		—
d^4D_2—f^4P_3	21	—		1.22	—	—
d^4P_3—f^4F_4 } b^4P_3—d^4S_2 }	20	65	10	0.65	10	0.7
d^4P_2—f^4F_3	2993	93	8	3.93	8	4.0
—	91	72?	1	—		—
d^2D_3—e^2D_3	84	—		4.9	1	—
d^4P_1—f^4F_2	75	70	4	5.70	4	5.7
—	68	95	8	—		8.94
d^4S_2—f^4D_2	67	—		7.23	6	—
—	61	07	5	—		1.1
d^2D_2—e^2D_2	51	92	4	1.92	4	—
—	48	47	2	—		—
b^4P_2—d^4S_3	46	17	2	6.17	2	—
d^4S_2—f^4D_3	36	16	5	6.06	5	6.2
—	32	64	1	—		—
—	28	93	2	—		—
—	26	86	10	—		6.87
—	19	24	1	—		—
—	10	64	3	—		—
—	07	70	5	—		—
—	01	92	5	—		—
b^4P_1—d^4S_2	01	42	5	1.42	5	—
—	00	99	5	—		—
—	2869	09	0	—		—
d^2D_2—e^2D_3	68	—		8.19	3	—
—	65	63	3	—		—
—	49	91	1	—		—
d^2P_2—f^2D_2	43	69	2	2.69	2	—
—	32	89	6	—		—
—	36	27	2	—		—
—	32	69	0	—		—
—	16	21	1	—		—
—	15	41	2	—		—
—	05	69	1	—		—
d^4P_3—f^4D_3	04	12	3	4.12	3	—
—	02	62	3	—		—
—	02	27	3	—		—
—	00	43	2	—		—
—	2793	95	1	—		—
—	85	26	3	—		—
—	84	17	0	—		—
—	82	73	2	—		—
d^4P_2—f^4D_1	81	08	0	0.73	2	—
d^4D_4—f^4F_3	72	62	3	2.62	3	—
d^4P_2—f^4D_2	72	00	1	2.00	1	—
—	70	52	5	—		0.5
—	69	61	2	—		—
—	67	86	1	—		—
—	66	73	7	—		6.65
—	59	89	2	—		—
d^4P_3—f^4D_4	2759	11	4	9.11	4	—
d^2D_3—f^2F_3	53	31	1	3.31	1	—
d^2P_1—f^2D_2	51	99	2	1.99	2	—
d^2P_2—f^2D_3	50	60	3	0.60	3	—
—	49	41	2	—		—
—	47	16	2	—		—
—	45	16	3	—		—
d^4P_1—f^4D_1 } d^4P_2—f^4D_3 }	44	79	2	4.79	2	—
—	38	77	1	—		—
d^4D_3—f^4F_3 } d^4D_4—f^4F_4 }	36	52	1	6.52	1	—
d^4P_1—f^4D_2	35	85	2	5.85	2	—
d^4S_2—f^4P_3	19	03	5	9.03	5	—
—	17	51	2	—		—
—	10	79	1	—		—
—	06	66	3	—		—
—	05	04	2	—		—
—	04	26	3	—		—
d^2D_3—f^2F_4	2699	84	3	9.85	3	—
—	99	15	00	—		—
—	96	45	00	—		—
d^4D_2—f^4F_2	94	23	5	4.23	5	—
—	91	13	1	—		—
—	90	72	2	—		—
d^2P_2—f^2P_1	85	—		5.25	3	—
d^4D_3—f^4F_4	81	57	3	1.53	3	—
d^4D_4—f^4F_5	77	34	4	7.34	4	—
d^4D_2—f^4F_3	74	89	2	4.89	2	—
—	71	53	3	—		—
—	61	38?	2	—		—
—	58	65	7	—		—
d^2D_1—f^3F_3	53	91?	2	3.91	2	—
—	50	76	2	—		—
—	49	70	0	—		—
—	48	31	0	—		—
—	39	60	3	—		—
—	38	83	0	—		—
—	32	87	2	—		—
—	32	17	1	—		—
—	29	20	3	—		9.2
d^4P_2—f^4P_1	26	49	6	5.49	6	6.44
—	22	31	2	—		—
—	18	79	1	—		—
—	18	19	3	—		—
d^2P_2—f^2P_2	16	21	3	6.21	3	—
—	13	11	7	—		3.1
—	12	35	0	—		—
—	10	93	5	—		—
—	08	07	5	—		8.1
d^4P_3—f^4P_3	06	18	6	6.18	6	6.2

		Bloch [121]		Deb [139]		Asagoe [120]
$d^2P_1—f^2P_1$	2603	15	5	3.15	4	3.2
—	01	54	4	—		—
—	00	54	1	—		—
—	2597	61	0	—		—
—	95	94	5	—		5.9
$d^4P_2—f^4P_2$	94	45	4	4.45	4	—
$d^4P_1—f^4P_1$	94	—		4.40	4	—
—	93	34	2	—		—
—	92	60	2	—		—
$d^2D_3—f^2D_2$	92	—		2.34	2	—
—	90	34	3	—		—
—	89	10	6	—		9.91
—	88	25	3	—		—
—	89	96	4	—		—
—	84	10	2	—		—
—	82	20	3	—		—
—	80	20	0	—		—
—	78	95	4	—		—
—	73	70	2	—		—
—	73	14	5	—		—
—	70	80	5	—		—
—	66	52	4	—		—
—	65	15	1	—		—
$d^4P_1—f^4P_2$	63	—		3.19	2	—
$d^4D_4—f^4D_3$	57	82	4	7.82	4	—
$d^4P_2—f^4P_3$	54	24	1	4.26	1	—
—	51	85	2	—		—
—	51	07	4	—		—
—	46	79	2	—		—
—	43	06	2	—		—
$d^2P_1—f^2P_2$	38	68	2	8.68	2	—
—	37	02	4	—		—
$d^4D_3—f^4D_2$	32	—		2.43	1	—
—	27	03	0	—		—
—	26	61	1	—		—
—	24	33	2	—		—
—	21	86	5	—		—
$d^4D_4—f^4D_4$	20	27	6	0.27	6	—
$d^2D_3—f^2D_3$	16	05	3	6.05	3	—
—	15	74	0	—		—
—	14	79	1	—		—
$d^4D_3—f^4D_3$	09	66	1	9.66	1	—
$d^2D_2—f^2D_2$	04	92	3	4.92	3	—
$d^4D_2—f^4D_1$	02	—		2.74	—	—
—	2499	25	6	—		9.3
—	98	40	3	—		8.4
—	97	42	2	—		—
$d^4D_2—f^4D_2$	95	52	0	5.62	1	—

		Bloch [121]		Deb [139]	
—	2492	15	2	—	
—	89	47	3	—	
—	88	29	2	—	
—	85	38	3	—	
—	82	57	3	—	
$d^4D_1—f^4D_1$	82	15	0	2.15	0
$d^4D_3—f^4D_4$	73	18	5	3.18	5
—	71	30	1	—	
—	71	11	0	—	
—	69	04	1	—	
—	62	35	5	—	
—	59	46	2	—	
—	53	14	1	—	
—	50	39	0	—	
—	47	22	3	—	
—	46	83	0	—	
—	43	59	0	—	
—	42	93	0	—	
—	39	13	1	—	
—	35	72	2	—	
—	29	44	0	—	
—	29	17	0	—	
—	22	66	0	—	
—	22	15	0	—	
—	16	63	2	—	
—	08	20	3	—	
—	04	33	4	—	
—	2398	19	0	—	
—	97	30	3	—	
$d^4D_4—f^4P_3$	91	88	2	1.86	2
$d^4D_3—f^4P_2$	84	12	1	4.12	2
$d^2D_2—f^2P_1$	81	15	0	1.15	0
—	79	45	0	—	
—	78	70	1	—	
$d^4D_2—f^4P_1$	77	70	0	7.70	0
$d^4D_3—f^4P_3$	50	26	1	0.26	1
—	45	88	1	—	
—	35	35?	0	—	
—	30	29	0	—	
—	29	73	1	—	
$d^2D_3—f^2P_3$	26	56	1	6.56	1
—	70	74	2		
—	13	20	1		
—	09	39?	1		
—	2293	41	2		
—	61	58	1		
—	53	26	1	[1]	

[1] Siracusano [132] gibt noch: 2247.2, 2236.8, 2219.9, 2216.3, 2185.4, 2182.3, 2175.4.

Br IV und **Br V.** Die Brüder Bloch [121] geben eine Anzahl Linien an, die sie als zu höheren Ionisationsstufen als Br III zugehörig ansehen, mit der Bemerkung, diese Linien seien wahrscheinlich dem Br IV zuzuschreiben. Daß sie im allgemeinen recht haben, zeigt Deb, der unter den Linien nach Zufügung einiger eignen Messungen einige Tripletts, ein Singulett und Interkombinationen feststellen kann. Er findet ferner, daß darunter auch drei Linien von Br V seien, zu denen er noch zwei hinzufügen kann. Die erwähnten Messungen sind in der folgenden Tab. 4 aufgeführt.

Um das vorliegende Beobachtungsmaterial zu vervollständigen, sei noch die folgende Tab. 5 erwähnt, die kürzere Wellenlängen enthält, die von Vaudet [125] ebenfalls mittels Ringentladung erhalten wurden. Ferner sind darin auch einige Messungen von Turner [119] enthalten, dessen Arbeit schon weiter oben erwähnt wurde.

Alle übrigen Linien sind bisher noch nicht eingeordnet.

Zu den Linienspektren des Br sind noch einige Bemerkungen hinzuzufügen. Kimura [89, 90] hat zuerst bemerkt, daß zahlreiche Linien Feinstruktur besitzen, und hat 14 Linien mit einem Stufengitter untersucht, dessen auflösende Kraft aber nicht ganz ausreichte. Er bemerkt, das alle diese Linien zum Bogenspektrum zu gehören scheinen. Dann hat er Hori [112] zu genauerer Untersuchung veranlaßt.

Tabelle 4.

Br IV

		Bloch [121]		Deb [139]	
—	3261	21	1	—	
—	21	91	1	—	
—	19	04	2	—	
$^3P_0—^3D_1$	. 3088	64	1	8.64	1
$^3P_1—^3D_1$	41	09	0	1.09	0
—	05	32	2	—	
Br V nach Deb	2983	24·	1	—	
—	77	29	2	—	
$^3P_2—^3D_1$	43	33	2	3.33	2
$^3P_1—^3D_2$	34	73	1	4.73	1
—	2897	60	0	—	
$^3P_2—^3D_2$	43	—		3.69	2
Br V nach Deb	20	83	4	—	
$^3P_1—^1D_2$	2787	60	0	7.60	2
$^1P_1—^3D_2$	69	—		9.71	2
$^3P_2—^3D_3$	26	97?	3	5.97	3
$^3P_2—^1D_2$	05	—		5.04	2
—	00	07	1	—	
—	2697	99	0	—	
$^3P_1—^3P_0$	26	—		6.13	1
$^3P_1—^3P_1$	01	—		1.54	4
—	00	07	1	—	
—	2581	21?	2	—	
—	70	73	1	—	
—	61	18	2	—	
—	2540	63	3	—	
$^3P_2—^3P_1$	29	48	4	9.48	4
$^3P_0—^1P_1$	21	—		1.84	5
$^1P_1—^2P_0$	2493	50	4	3.50	4
$^3P_2—^3D_2$	91	12	4	1.12	4
$^1P_1—^3P_1$	71	—		1.30	1
$^3P_0—^3S_1$	53	—		3.95	3
Br V nach Deb	37	20	2	—	
—	31	82	1	—	
$^3P_1—^1S_0$	29	—		9.17	1
$^3P_2—^1P_1$	23	95	1	3.95	1
—	03	29	0	—	
—	2398	60	2	—	
$^1P—^2P_1$	70	20	3	0.20	3
$^3P_2—^2S_1$	66	37	2	6.37	2
—	65	95	1	—	
—	07	37	0	—	
—	02	51?	0	—	

Br V

		Bloch [121]		Deb [139]	
$^2D_2—^2P_1$	2983	24	1	3.24	1
$^2D_3—^2P_2$	2820	83	4	0.83	4
$^2D_2—^2P_2$	2770	—		0.52	4
$^2S_1—^2P_1$	2437	20	2	7.20	2
$^2S_2—^2P_3$	2293	—		3.41	3

Tabelle 5. Kurze Wellenlängen.

	Vaudet [125]
2246	68 1
45	15 1[1])
43	71 1
41	37 0
38	25 2
25	39 2[1])
15	28 0
07	93 1
2199	96 2
98	09 0
92	37 0
90	92 0
88	11 0
81	42 1
80	46 3
77	77 0
73	81 3
60	66 2
55	13 0
49	30 1
44	02 0
39	49 0
36	89 0
34	09 3
21	73 4
19	24 3
10	46 0
2091	17 0
83	89 4
73	68? 0
62	51 1
53	66 2[1])
50	63 0
21	38 0
1942	40 3[1])
25	11 1
23	25 2
21	34 2
13	25 0
1898	06 1
89	24 1
84	49 2
82	04 00
76	71 0

	Vaudet [125]
1472	35 1
69	41 1[1])
51	12 1
50	32 1
49	59 0
43	89 0
39	02 0
30	72 0
27	77? 1
23	70 2
06	08 1
04	78 1
03	88 0
02	75 1
1796	37 0
71	42 0
67	99 0
48	88 0
47	07 0
38	51 2[1])
37	89 1
36	17 0
29	88 1
28	20 0
25	47 0
20	95 1[1])
12	34? 3
1693	76 0
86	58 1
85	17 0
83	63 0
81	96 0
77	93 3[1])
77	09 1
75	70 1
72	66 1
71	12 2[1])
65	32 0
62	70 2
54	48 0
53	20 0
49	93 3[1])
47	44 3[1])
42	32 00

	Vaudet [125]	Turner [119]
1633	39 6	3.6 10
30	56 0	—
17	27 0	—
11	33 0	—
1599	44 1[1])	—
97	02 00	—
92	84 2[1])	—
91	32 0	—
88	39 0	—
82	28 5	2.4 8
80	50 0	—
77	77 0	—
76	33 5	6.5 6
74	76 5	5.0 9
47	62 0	—
44	91 0	—
43	27 2	—
42	20? 0	—
40	61 4	0.8 6
31	75 4	1.9 7
27	46 1	—
21	73 0	—
17	77 3	—
15	99? 0	—
06	88? 2	—
02	77 0	—
1488	56 4	8.6 8
84	—	4.0 0
77	—	7.1 2
68	—	8.2 0
66	—	6.4 0
64	45 0	3.4 0
59	—	9.9 0
57	—	7.0 1
49	96 2	9.9 3
42	—	2.3 0
35	—	5.8 0
23	—	3.0 2
16	—	6.5 2
14	51 0	—
12	15? 0	—
11	29 1	1.5 1
10	05 0	0.3 1
07	—	7.1 0

	Vaudet [125]	Turner [119]
1405	—	5.1 0
03	—	3.6 0
02	22? 0	—
00	—	0.8 0
1397	—	7.5 0
94	—	4.5 0
91	—	1.3 0
87	31 1	—
84	72 1	4.6 8
79	16 0	—
78	11? 1	—
77	78 1	—
72	75 0	—
70	94 0	—
68	07? 0	—
28	31 0	—
25	62 0	—
17	—	7.8 6[2])
16	—	6.9 5
10	—	0.0 5
06	47? 0	—
04	89? 0[1])	—
02	18? 0[1])	—
1286	—	6.4 1[3])
79	—	9.7 2
66	—	6.3 1
61	—	1.8 1
59	—	9.4 2[3])
55	—	5.9 1
51	—	1.8 4
49	—	9.7 0
44	—	4.0 2
32	—	2.5 5

1) Diese Linien findet Vaudet auch bei Chlor.

2) Diese Linie findet Turner auch in Jod. Kiess und de Bruin [134] sagen, sie gehöre beiden Elementen an; sie berechnen bei Br 1317.4.

3) Findet sich auch bei Jod.

Dieser findet 56 Linien mit Feinstruktur, teils aus vier, teils aus drei und teils aus zwei Linien bestehend. Er hebt hervor — was übrigens schon Ruark und Chenault [110] an den Zahlen von Kimura bemerkt hatten —, daß bei vielen von den Linien dieselbe Zerlegung auftritt; z. B. bei den dreifachen Linien sind die Abstände der Komponenten, von den stärksten Linien an gemessen:

6632:	0.000	— 0.085	— 0.142	— 0.179
6560:	0.000	— 0.084	— 0.142	— 0.178
6351:	0.000	— 0.079	— 0.133	— 0.165
6149:	0.000	— 0.071	— 0.120	— 0.148

Die gefundenen Linien sind:

4425; 4442; 4473; 4478; 4514; 4526; 4542; 4630; 4673; 4679; 4693; 4705; 4728; 4767; 4774; 4777; 4785; 4795; 4802; 4817; 4839; 4867; 4868; 4921; 4929; 4931; 4946; 4960; 4980; 5184; 5194; 5199; 5228; 5250; 5264; 5273; 5332; 5346; 5396; 5423; 5425; 5466; 5495; 5590; 5601; 5719; 5831; 5941; 6119; 6150; 6351; 6560; 6636; 6682; 6728; 7040.

Die drei letzten Wellenlängen hat Hori selbst gemessen und sagt, daß die Linien mit Feinstruktur fast ausnahmslos den Typus der Bogenlinien zeigen. Dagegen bemerken Kiess und de Bruin [146], daß nur 14 von obigen Linien in ihrer Tabelle des Bogenspektrums vorkommen. Sie selbst fügen noch folgende Linien hinzu: 8334; 8153; 7938 und versprechen eine eingehendere Untersuchung. Schüler [154] hat in einer Tabelle die Werte für bisher bekannte Kernmomente zusammengestellt und gibt für Br den Wert $\frac{3}{2}$, was auch mit der Angabe von de Bruin [144] übereinstimmt.

Der Zeemaneffekt ist nur von Kimura [89] und L. und E. Bloch und Lacroute [150] an Br-Linien untersucht worden. Kimura fand vier Linien mit Feinstruktur: 6632; 6560; 6351; 6150. Obgleich diese Linien gleiche Struktur haben (s. oben), zeigten sie recht verschiedene Zeemanaufspaltungen. Weiter untersuchte Kimura die Linien: 5590; 5332; 5304; 5238; 5182; 5165; 4767; 4743; 4720; 4679 und 4623, die alle keine normale Tripletts liefern. — Zur Feinstruktur s. ferner auch Tolansky [156]. Die Arbeit [150] ist bereits weiter oben erwähnt worden.

Um die bereits mehrfach erwähnte Verbreiterung der Br-Linien bei hohen Stromdichten und hohen Drucken zu erklären, untersuchte Asagoe [136] den Starkeffekt von Br und erhielt tatsächlich eine Verschiebung bei fast allen Bogenlinien in der erwarteten Richtung, nämlich nach Rot. Die Verschiebung war fast dem Quadrat der Feldstärke proportional. Nur bei der Linie λ 4203 Å trat Violettverschiebung ein. Bei etwa 142 KV/cm Feldstärke betrug die Verschiebung meist weniger als 1 Å und nur bei einigen kurzwelligen Linien, wie z. B. bei $\lambda\lambda$ 4392, 4037 und 3992 ergaben sich größere Aufspaltungen in zwei oder drei s- und p-Komponenten, die jedoch wegen ihrer Unschärfe nicht meßbar waren. Von den Funkenlinien hingegen zeigte keine Linie eine Andeutung des Starkeffektes.

Wenn also Asagoe schließt, die „Verschiebung" bei Erhöhung des Druckes oder der Erregungsstärke komme vom Starkeffekt, so ist das direkt widerlegt, da diese „Verschiebung" bei den Bogenlinien klein, bei den Funkenlinien groß ist.

Von der großen Anzahl der Ramaneffektuntersuchungen über Bromverbindungen sollen hier nur diejenigen über Bromwasserstoff besprochen werden; denn alle übrigen uns bisher bekannten Arbeiten befassen sich mit der Untersuchung organischer Bromverbindungen.

Salant und Sandow berichten in drei Arbeiten [147, 148, 153] über ihre Messungen von Ramanfrequenzen an flüssigem und gasförmigem Bromwasserstoff und geben folgende Werte an: $\Delta\nu$ (gasförmig) = 2558,
$\Delta\nu$ (flüssig) = 2478;

beide Frequenzen scheinen den von Czerny [124] und Imes [82] gemessenen ultraroten BrH-Banden bei 4.4 μ und 4.033 μ zu entsprechen.

Das Ionisationspotential für Br I wird von Kiess und de Bruin [146] zu 11.8 Volt berechnet. Sie bemerken, daß geradlinige Interpolation zwischen Ge und Kr 12.40 ergebe. Eine ältere Angabe von Hughes und Dixon [77] lautet 10 Volt. Chandra Deb [139] gibt für Br II 19.1 Volt und für Br III 25.7 Volt. Noyes jr. [100] erhält für Br I 12.5 $\pm$ 0.5 Volt.

Röntgenspektrum.

Im Gebiet der L-Serie fand Thoraeus [117] mehrere neue Linien, die er auf etwa drei Stellen genau gemessen hat. Neumessungen in der K-Serie sind von Leide [114, 108] und Edlén [128] ausgeführt worden. Ihre Messungen stimmen auf vier Stellen und bei den stärksten Linien sogar noch in der fünften Stelle überein. Beuthe [142a] hat eine neue schwache Linie β_1, nach Siegbahn β_5, gemessen, die er als verbotenen Übergang mit der Frequenzsumme $K\alpha_1 + L\alpha_1$ deutet.

Die K-Absorptionskante wurde von Leide [114] neu bestimmt, wobei die Art des absorbierenden Mediums leider nicht näher beschrieben ist. Hierher gehört auch eine Arbeit von Hanawalt [152a], der Bromdampf, sowie gasförmige, flüssige und feste Bromverbindungen in Sekundärabsorption untersucht hat. Sekundärabsorption

Tabelle der Röntgenemissionslinien von Br 35.

Wellenlängen in XE, bezogen auf Kalkspat: d_{18^0} — 3029.45.
$n = \infty$

L-Serie

Übergänge n. Siegbahn	Bezeichnung	i	Thor. [117]
L_{III}—M_I	Le	—	9563
L_{II}—M_I	y	—	9234
L_{III}—$M_{IV,V}$	$\alpha_{1,2}$	10	8357¹)
Funkenl.	α'	0	8326¹)
„	α''	—	8297
L_{II}—M_{IV}	β_1	8	8108¹)
Funkenl.	β'	—	8086
„	β''	—	8065

K-Serie

			Leide [114,108]	Edlén [128]	Beuthe [142a]
K—L_{II}	$K\alpha_2$	5,1	1041.60	1041.664	—
K—L_{III}	α_1	10	1037.56	1037.594	—
K—$M_{II,III}$	β_1	4	930.84	930.870	—
K—$M_{IV,V}$	β_5	—	—	—	923.6
K—$N_{II,III}$	β_2	1	918.26	918.528	—

Absorptionsmessung von Br

		Leide [114]		
K-Kante	stark	918.09	—	—

¹) Nach Hjalmar [84; 88].

Sekundärabsorption bei Br nach Hanawalt [152a]

	Temp.	Hauptkante in XE	ΔV in Volt	Abstände der beiden Seiten oder der Mitte der Absorptionslinien von der Hauptkante in Volt
Gasförmig				
Br_2	—20	918.51	0	0—6
HBr	20	918.41	1.5	
	170	—	—	—
$AsBr_3$	120	918.44	1.0	0—6
Lösung				
$NaBrO_3$	—	918.09	6.1	0—23; 55—110; 170—216
Fest				
AgBr	—	918.23	4.1	0—6; 23,5; 52; 93; 129
NaBr	—	918.04	6.9	0—9; 27,7; 60—?
$NaBrO_3$	—	918.09	6.1	0—7; 15—23; 35; 52—110; 180—?

Tabelle der Energiewerte der Röntgenniveaus nach Siegbahn[1]).

Röntgenniveau	K[2])	L_I	L_{II}	L_{III}	M_I	$M_{II,\,III}$	$M_{IV,\,V}$	N_I	$N_{II,\,III}$
Optisches Symbol	$1\,^2S_{\frac{1}{2}}$	$2\,^2S_{\frac{1}{2}}$	$2\,^2P_{\frac{1}{2}}$	$2\,^2P_{\frac{3}{2}}$	$3\,^2S_{\frac{1}{2}}$	$3\,^2P_{\frac{1}{2},\frac{3}{2}}$	$3\,^2D_{\frac{3}{2},\frac{5}{2}}$	$4\,^2S_{\frac{1}{2}}$	$4\,^2P_{\frac{1}{2},\frac{3}{2}}$
$\frac{\nu}{R}$	992.6	—	117.8	114.3	19.1	13.6	5.4	—	0.5

wurde ferner von Meyer [141a] und Idei [145a] bei Bromaten, nicht aber bei Bromiden, gefunden. Meyer gibt für die Abstände dreier dunkler Linien von der Hauptkante die Werte: 2.7, 9.1 und 17.2 XE an, entsprechend 40, 120 und 241 Volt. Idei mißt dagegen Minima bei 917.0 und 912.6 XE, nebst den Stellen halben Schwärzungsanstiegs zu deren beiden Seiten: 918.1 (Hauptkante) und 916.2 bzw. 914.3 und 911.1, alles in XE.

Bandenspektra.

Es sind eine ganze Reihe von Bandenspektren des Br in Absorption, in Emission und in Fluoreszenz beschrieben worden. Aber die Angaben sind so außerordentlich verschieden, daß es auch trotz der veröffentlichten Abbildungen unmöglich ist, sich ein einigermaßen klares Bild zu machen. Man vgl. auch Bd. V und Bd. VII.

Beginnen wir mit der Absorption: Dobbie und Fox [91] untersuchen die Absorption mit so kleiner Dispersion, daß von einer Erkennung der Banden keine Rede sein kann. Ihre Beschreibung ist nicht sehr klar. Sie bringen eine bekannte Menge Brom in das Absorptionsrohr, das von 20^0—1350^0 erhitzt wird. Bei der niedrigsten Temperatur wird das ganze Violett, Blau, Grün absorbiert bis etwa λ 5100, das durch-

[1]) M. Siegbahn, Spektroskopie der Röntgenstrahlen. 2. Aufl. p. 346, Berlin 1931.

[2]) Das K-Niveau ist der experimentell ermittelte Wert der Absorptionskante, wonach die übrigen berechnet sind.

gelassene Licht ist orangefarbig. Bei steigender Temperatur rückt die Absorption immer weiter zu längeren Wellen und das Licht wird rot. Oberhalb 600° nimmt die Intensität des durchgehenden Lichtes ab, so daß bei 900° fast nichts mehr durchgeht. Weiter oberhalb ist die Absorption wieder geringer, bei 1200° ist das durchgehende Licht blaßgelb und bei noch höherer Temperatur nahezu weiß.

Mit dieser Angabe paßt die folgende nicht gut zusammen: wird nur $\frac{1}{8}$ so viel Br in das Rohr gebracht, so erscheint ein breites Absorptionsband, dessen Mitte bei etwa λ 4170 liegt. Dieses Band verschwindet bei etwa 600°, aber das ganze Spektralgebiet bleibt geschwächt bis zu viel höherer Temperatur.

Kimura [89] gibt ein Bild der Banden, die von etwa 5400 Å beginnend nach langen Wellen laufen und nach Rot abschattiert sind. Ausführlicher berichtet Nakamura [116]. Er benutzt Absorptionsrohre verschiedener Länge bis zu 6,5 m. Der angewandte Druck beträgt etwa 26 cm, da bei höherem Druck die Banden nicht mehr aufgelöst erscheinen. Bei geringerer Schichtdicke sind nur wenige Banden sichtbar. Bei $\lambda > 5000$ Å setzt kontinuierliche Absorption ein und bei 5133 Å tritt die erste Kante ziemlich unscharf hervor, während die folgenden Kanten schärfer aber schwächer werden, bis sie schließlich ganz verschwinden. Bei größerer Schichtdicke erscheinen die Banden in bedeutend größerer Zahl und Stärke, doch beginnen dann die erst erschienenen zusammenzufließen. Nakamura hat z. B. 38 Kanten beobachtet, die bis λ 5984 reichen. Gleichzeitig hat er bei Vergrößerung der Schichtdicke eine neue Kantenserie bei 5304 erhalten, dann eine dritte usw. Im ganzen hat er schließlich etwa 180 Kanten gezählt, die bis λ 7610 reichen und sich in 16 Serien ordnen ließen, für die er die Deslandresschen Gleichungen berechnet hat.

Seine Messungen sind in Tab. 6 enthalten.

Bei Erhitzung des Br-Gases auf 1100° treten einige neue Kanten auf; ein Teil derselben erweist sich als Fortsetzung der 6. Serie. Andere aber liegen dicht neben schon gemessenen Kanten, und zwar so, daß diese Kanten dreifach erscheinen. Er glaubt, die Erscheinung den Isotopen zuschreiben zu müssen; denn es können drei Arten von Molekülen existieren, $Br^{79} + Br^{79}$, $Br^{79} + Br^{81}$ und $Br^{81} + Br^{81}$, Lage und Intensität der drei Kanten scheinen seine Annahme zu rechtfertigen.

Ferner hat sich Kuhn [113] mit dem Absorptionsspektrum beschäftigt und einen Teil der Kanten gemessen. Er gibt 75 Kanten an. Zwischen λ 5550 und 5280 hat er keine Messungen angegeben. Seine Werte stimmen übrigens recht schlecht mit den japanischen überein. Das von ihm aufgestellte Niveauschema v/v'' ist aus Tab. 7 zu ersehen. Formeln hat er nicht berechnet, sondern nur den Konvergenzpunkt der Banden ermittelt, der bei 5107 ± 7 Å liegen soll, woraus er für die Dissoziationswärme 45.2 Kalorien errechnet.

R. T. Birge (Int. Critic. Tables Bd. V p. 409, 1929) gibt folgende Kantenformel an: $\nu(v', v'') = 16463 + (151\,v' - 1.82\,v'^2) - (326.6\,v'' - 1.72\,v''^2)$. Hays [141] mißt im Absorptionsspektrum zwischen λ 6309 und 6117 12 Kanten und 13 Einzellinien von Banden. Sie meint, es sei nur ein P- und ein R-Zweig vorhanden und kein Q-Zweig. Brown [151] macht eine vorläufige Mitteilung, daß er bis λ 9000 Banden erhalten habe. Aus seinen provisorischen Betrachtungen findet er, daß die Ordnungszahlen von Kuhn [113] nicht richtig sind und hat daher in einer weiteren

Tabelle 6. Kanten von Br_2-Banden nach Nakamura [116].

n	$\lambda_{vac.}$
Serie I	
0	5130.4
1	34.4
2	40.1
3	45.2
4	52.5
5	59.8
6	68.0
7	77.0
8	87.0
9	97.8
10	5209.5
11	22.2
12	35.9
13	50.5
14	66.2
15	83.0
16	5300.8
17	19.8
18	39.9
19	61.1
20	83.6
21	5407.2
22	32.1
23	58.2
bis 32 nicht meßbar	
32	5761?
33	5800?
34	45?
35	88
36	5935
37	84
Serie II	
0	5305.5
1	19.3
2	35.6
3	51.5
4	72.0
5	91.0
6	5411.0
7	33.2
8	55.1
9	78.2
10	5504.8
11	30.7
12	58.6
13	86.2
14	5618.2

n	$\lambda_{vac.}$
15	5649.6
16	82.6
17	5713.6
18	51.7
19	88.0
20	5827.5
21	67.3
22	5908.6
23	51.7
24	99.3
25	6045.0
26	96.0
27	6147.7
28	99.9
Serie III	
0	5575.8
1	5602.2
2	28.6
3	59.1
4	88.8
5	5721.1
6	55.3
7	88.8
8	5825.0
9	62.1
10	5901.6
11	41.6
12	82.6
13	6026.0
14	70.5
15	6119.5
16	67.7
17	6218.6
18	71.9
19	6326.3
20	84.0
21	6442.0
22	6502.0
23	65.8
24	6632.0
Serie IV	
0	5848.2
1	86.4
2	5925.6
3	66.0
4	6007.2
5	50.6
6	95.6

n	$\lambda_{vac.}$
7	6141.0
8	89.0
9	6240.7
10	89.4
11	6343.3
12	98.5
13	6454.0
14	6516.0
15	76.6
16	6640.9
17	6705.8
Serie V	
0	6210.7
1	58.8
2	6312.0
3	62.9
4	6416.4
5	71.2
6	6530.4
7	89.8
8	51.0
9	6715.0
10	78.8
11	6846.7
12	6915.0?
Serie VI	
0	6368.2
1	6424.8
2	80.2
3	6542.0
4	6602.0
5	68.0
6	6731.2
7	97.0
8	6868.5
9	6941.7
10	7012.9
11	87.4
	(93.0)
12	{ 64.4
	(69.3)
	(73.0) }
	(78.2)
13	{ (7241.3)
	47.4
	(53.4) }
14	{ 7326.0
	(7403.0) }

n	$\lambda_{vac.}$
15	{ 7410.8
	(18.5)
	(26.5) }
16	95.6
17	7586.0
18	?
Serie VII	
0	6429.0
1	92.3
2	6557.8
3	6618.5
4	84.0
5	6752.8
6	6821.0
7	91.6
8	6964.0
Serie VIII	
0	6569.0
1	6628.8
2	6701.0
3	65.6
4	6838.4
5	6916.8
6	87.0
7	7065.4
Serie IX	
0	6719.8
1	94.3
2	6867.4
3	6946.1
4	7020.4
5	7101.0
6	81.0
Serie X	
0	6821.9
1	6900.9
2	78.4
3	7056.1
4	7140.2
5	7222.0
6	7311.1
7	99.5
Serie XI	
0	6932.6
1	7014.4

n	λ vac.
2	7097.0
3	7178.0
4	7267.2
5	7351?
Serie XII	
0	7056.9
1	7140.0
2	7226.0

n	λ vac.
3	7315.5
4	7407.0
Serie XIII	
0	7152.0
1	7240.8
2	7330.6
3	7424.7

n	λ vac.
Serie XIV	
0	7287.5
1	7381.0
2	7476.8
Serie XV	
0	7347.0
1	7443.8
2	7542.6

n	λ vac.
Serie XVI	
0	7410.5
1	7509.0
2	7610.0

Tabelle 7. Absorptionskanten des Broms nach Kuhn [113].

v′	v″	ν
10	0	17799
11	0	899
24	0	18998
25	0	19053
26	0	104
27	0	146
28	0	193
29	0	234
30	0	274
31	0	308
32	0	346
33	0	369
34	0	402
35	0	426
36	0	450
37	0	469
38	0	488

v′	v″	ν
34	0	19502
35	0	515
36	0	529
37	0	540
6	1	16981
7	1	17106
8	1	231
9	1	358
10	1	474
11	1	573
12	1	671
13	1	765
14	1	852
5	2	16528
6	2	661
7	2	787

v′	v″	ν
8	2	16910
9	2	17032
10	2	153
1	3	15650
2	3	796
3	3	936
4	3	16076
5	3	212
6	3	343
7	3	471
8	3	595
9	3	714
10	3	831
11	3	944
0	4	15184
1	4	334
2	4	480

v′	v″	ν
3	4	15624
4	4	763
5	4	16896
6	4	027
7	4	154
8	4	279
9	4	399
10	4	515
0	5	14877
1	5	15029
2	5	168
3	5	314
4	5	451
5	5	587
6	5	716
7	5	839
8	5	964

Arbeit [152] die Numerierung des v′ auf Grund von Isotopiebeobachtungen um vier Einheiten erhöht. Er gibt ferner folgende Kantenformel:

$$\nu(v', v'') = 15831.2 + (162.81\,v' - 1.679\,v'^2 - 0.0087\,v'^3) - (322.71\,v'' - 1.150\,v''^2)$$

und für ein weiteres schwaches Absorptionsbandensystem zwischen λ 6400 und 7200:

$$\nu(v', v'') = 14736.8 + (112.29\,v' - 3.395\,v'^2) - (322.71\,v'' - 1.150\,v''^2).$$

Daß Brom auch in Emission ein Bandenspektrum besitzen müsse, welches dem Absorptionsspektrum entspreche, hatten schon Plücker und Hittorf vermutet, aber nicht gefunden. Eder und Valenta [53] erhielten zuerst Spuren dieses Spektrums im Geißlerrohr zwischen λ 5800 und λ 5400. Sie arbeiteten mit so großer Dispersion, daß ihre Aufnahmen zu lichtschwach sind, um eine einwandfreie Messung zu gestatten. Auf den von ihnen veröffentlichten Photographien sieht man nur eine Menge dicht gedrängter feiner Linien, die Kanten nicht deutlich erkennen lassen, eine bei dieser Art von Spektren wohlbekannte Erscheinung. Eder und Valenta

messen einige Dutzend Linien, wobei in der Regel zwei oder drei auf eine Ångströmeinheit kommen. Vorher hatte Hasselberg [29] bereits das Absorptionsspektrum mit gleicher Dispersion gemessen. Es lag daher nahe, die beiden Spektren zu vergleichen, was infolge der dicht beieinander liegenden Linien und den ziemlich ungenauen Messungen zur Feststellung scheinbarer großer Ähnlichkeit führte. Daß das Emissionsspektrum und das Absorptionsspektrum des Broms in Wirklichkeit jedoch völlig verschieden sind, zeigte zuerst Kimura [89], der zwei Photographien nebeneinander stellt, die mit kleiner Dispersion aufgenommen deutlich die Kanten zeigen. Nakamura [116] geht näher darauf ein. Er mißt die Kanten in Emission zwischen λ 6479 und 5330 und leitet folgende Formel dafür ab:

$$\nu = 18767.1 - 175.9\,n \text{ für } n = 0 \text{ bis } n = 19.$$

Für das Absorptionsspektrum hat er 16 Serien und 16 Formeln aufgestellt, von denen die erste lautet:

$$\nu = 19490.3 - 13.96\,n - 1.513\,n^2 - 0.00038\,n^3.$$

Bei den folgenden wird das erste Glied kleiner, und das zweite größer. Die 16. Formel heißt: $\nu = 13494.5 - 177.0\,n$.

Auch hieraus sieht man, daß die Formel der Emissionsbanden zu keiner der Absorptionsserien passen kann.

Noch genauer untersuchen Ushida und Ota [134] das Emissionsspektrum. Sie messen 81 Kanten zwischen 6604 und 5100, die sie unter modernen Gesichtspunkten in zwei Serien einordnen und dafür Formeln berechnen. Ihre Werte sind neben denen Nakamuras in Tab. 8 enthalten. Es zeigt sich, daß beide Serien vom gleichen Anfangsniveau ausgehen. Da das Spektrum nicht die Umkehrung des Absorptionsspektrums ist, folgern diese Autoren, daß es nicht vom neutralen Molekül herrührt.

Es ist kaum zweifelhaft, daß Eder und Valenta mindestens einen Teil dieses Spektrums beobachtet haben. Dagegen ist das von Fowler und Strutt [59] beschriebene Spektrum offenbar wieder etwas anderes. Das Licht, das beim Zusammenkommen von Brom und aktivem Stickstoff entsteht, zeigt ein symmetrisches Band mit unscharfen Rändern von 2930—2890 und zwischen 6070 und 5875 acht schmale Bänder im Abstande von je etwa 28 Å. Die Verfasser sagen selbst, daß es nicht die Banden von Eder und Valenta seien; ebensowenig entsprechen sie einer Umkehrung eines Stückes des Absorptionsspektrums. Es liegt hier also ein neues drittes Spektrum des Broms vor, wenn es nicht einer Verbindung angehört (HgBr?, man vgl. Jod).

Siracusano [132] erwähnt, er habe das erwähnte Band 2930—2890 bei Ringentladung beobachtet.

Ludlam und West [104] erregen das Emissionsspektrum mittels Teslaentladungen in Quarzröhren. Sie benutzen jedoch geringe Dispersion (Quarzspektrograph) und erhalten außer einigen ungenau gemessenen Emissionslinien zwei kontinuierliche Banden mit scharfer langwelliger Grenze bei 370 bzw. 295 $\mu\mu$.

Filippov [129] bestrahlt JBr-Dampf mit Licht, das kurzwelliger ist als 2000 Å, und beobachtet eine violette Emission, deren spektrale Zerlegung ein kompliziertes Bandenspektrum liefert, worüber noch nichts Genaues bekannt ist.

Tabelle 8. Emissionsspektrum von Br_2 [134] und [115].

[134]	System				[115]
	I		II		
λ	n′	n″	n′	n″	λ
5100.7	15	1	—	—	—
5134.2	12	0	—	—	—
5142.4	14	1	—	—	—
5168.8	—	—	—	—	—
5178.8	11	0	—	—	—
5230.7	12	1	—	—	—
5266.8	—	—	—	—	—
5277.1	11	1	—	—	—
5285.5	13	2	—	—	—
5320.9	—	—	—	—	—
5324.9	10	1	—	—	—
5328.6	—	—	—	—	5330.0
5373.6	9	1	—	—	—
5377.0	—	—	—	—	—
5379.4	11	2	—	—	5379.0
5382.6	—	—	—	—	—
5428.6	10	2	—	—	5428.0
5463.9	—	—	—	—	—
5476.5	7	1	—	—	—
5480.0	9	2	—	—	5480.5
5529.2	6	1	—	—	—
5532.4	8	2	—	—	5535.5
5586.1	7	2	—	—	5589.0
5642.2	6	2	—	—	—
5644.7	8	3	—	—	5644.0
5661.1	—	—	—	—	—
5684.7	—	—	10	0	—
5699.9	7	3	—	—	5701.0
5731.6	—	—	9	0	—
5758.3	6	3	—	—	5760.0
5804.5	—	—	10	1	—
5819.7	5	3	—	—	5820.5
5852.1	—	—	9	1	—
5880.6	6	4	—	—	5881.5
5883.1	4	3	—	—	—
5905.0	—	—	8	1	—
5924.3	—	—	10	2	—
5940.7	5	4	—	—	—
5945.7	3	3	—	—	5943.0
5975.8	—	—	9	2	—
6004.6	4	4	—	—	6005.5
6007.6	—	—	6	1	—
6013.1	2	3	—	—	—
6021.8	—	—	—	—	—
6027.8	—	—	8	2	—
6068.2	5	5	—	—	6069.0
6074.6	3	4	—	—	—
6083.1	1	3	7	2	—
6116.2	—	—	—	—	—
6127.2	—	—	—	—	—
6133.1	6	6	—	—	6135.0
6137.9	4	5	6	2	—
6144.8	2	4	—	—	—
6181.8	—	—	—	—	—
6194.4	—	—	5	2	—
6200.6	5	6	—	—	6198.0
6207.8	3	5	—	—	—
6217.0	1	4	7	3	—
6251.5	—	—	4	2	—
6260.0	—	—	—	—	—
6268.2	—	—	—	—	6271.5
6273.7	—	—	6	3	—
6282.0	2	5	—	—	—
6290.1	0	4	—	—	—
6310.6	—	—	3	2	—
6315.4	—	—	—	—	—
6332.8	—	—	5	3	6338.5
6357.5	1	5	—	—	—
6372.1	—	—	2	2	—
6392.8	—	—	4	3	—
6403.0	—	—	—	—	6412.5
6413.7	—	—	6	4	—
6421.2	2	6	—	—	—
6435.9	—	—	1	2	—
6455.1	—	—	3	3	—
6475.6	—	—	5	4	6479.5
6499.4	—	—	0	2	—
6519.7	—	—	2	3	—
6540.7	—	—	4	4	—
6579.0	0	6	—	—	—
6604.1	—	—	3	4	—

Daß Brom fluoresziert, hat zuerst Wood [56] bemerkt. Mit dem Fluoreszenzspektrum beschäftigt sich Daure [111]. Er findet, daß es kontinuierlich ist und von λ 5000 bis ins Rote reiche. Dagegen behaupten die Brüder Bloch [122], sie hätten kannelierte, nach Rot abschattierte Banden zwischen λ 6400 und 5100 beobachtet, wovon sie etwa 25 Kanten hätten messen können; sie geben aber weiter nichts darüber

an, als daß der Abstand der Banden in der Gegend der D-Linien etwa 55 Å betrage, und daß sie diese Emissionsbanden weder mit denjenigen von Eder und Valenta noch mit den Absorptionsbanden von Hasselberg hätten identifizieren können. Auch die von Fowler und Strutt beobachteten Banden sind nicht hiermit identisch nach den Angaben der Brüder Bloch. Diese Angaben sind immerhin recht auffallend; denn Eder und Valenta haben überhaupt keine Kanten, sondern nur Linien gemessen; aus Hasselbergs Zeichnung kann man zwar für einige Kanten die Wellenlängen ablesen, aber im allgemeinen nicht; wie kann man da überhaupt vergleichen? — Doch ist es immerhin möglich, daß wieder ein neues Spektrum vorliegt.

Emich [73] hatte erneut gefunden, daß Br im Quarzrohr erhitzt leuchte. Kondratjew [131] gibt an, das Spektrum des Lichtes falle mit dem Absorptionsspektrum zusammen.

Bromhydrid. Neuere Arbeiten über die ultraroten Absorptionsbanden von BrH sind von Kemble [94], Bell [102], Mohler [109] und Czerny [123, 124] angefertigt worden.

Bell [102] ermittelt u. a. Kernabstand, Oszillationsfrequenz und die Bewegungsgleichung sowie das Kraftgesetz für die Oszillation in der Nähe der Gleichgewichtslage. Kemble [94] erhält als Wert für die Ionisierungsspannung des BrH-Moleküls 12 Volt, während Mohler [109] 13.1 Volt angibt. Czerny [123] hat folgende Absorptionsmaxima von HBr-Dampf im Ultraroten gemessen:

λ in μ 120.44; 99.80; 86.01; 60.40; 55.05; 50.53; 46.66 und 43.50.

In einer weiteren Arbeit [124] teilt er folgende Formeln für das ultrarote Rotationsschwingungsspektrum des HBr mit:

$$\nu \text{osz.} = 2559.151 + 16.4788\,m - 0.23044\,m^2 - 0.001457\,m^3$$
$$\nu \text{rot.} = 16.7092\,m - 0.001457\,m^3.$$

Weizel, Wolff und Binkele [149] finden in einer Entladung in Bromwasserstoff ein kontinuierliches Spektrum, das vom Grün nach kurzen Wellen in der Intensität anwächst, im nahen Ultraviolett einige flache Maxima besitzt und unterhalb 2500 Å allmählich abklingt. Das Kontinuum wird als Dissoziationsspektrum von HBr oder HBr^+ zu deuten sein.

Deslandres [107] versucht, die Rotationsschwingungsbande von HBr formelmäßig darzustellen, was ihm jedoch nur unter gewissen Annahmen gelingt.

Mackay [105 und 106] hat die Ionisierungsspannung von HBr zu 13,2 Volt bestimmt.

Tingey und Gerke [118] erhalten gelegentlich einer Untersuchung des ultravioletten Absorptionsspektrums von Br-Gas mittels Wasserstoffröhre als kontinuierliche Lichtquelle ein kontinuierliches Spektrum von HBr, das sich von 6240 Å bis ins Ultraviolett erstreckt und auf der Dissoziation der HBr-Moleküle beruht. Dieses Kontinuum ist offenbar dasselbe, welches Weizel, Wolff und Binkele [149] genauer untersucht haben (s. oben).

Die zahlreichen Angaben über die kontinuierlichen Spektren des Broms sowohl in Absorption als auch in Emission sind zum Teil widersprechend. Eder und

Valenta [35] beobachten in Emission und schreiben, der kontinuierliche Grund beginne bei etwa 4300 Å deutlich zu werden, wachse bis 3700 und gehe bis weit ins Ultraviolett. Nach langen Wellen scheine zwischen 4300 und 4900 ein Minimum zu liegen, dann aber das Kontinuum wieder stärker zu werden. Eine Illustration hierzu liefert die sehr schöne Photographie, die in großem Maßstabe das Spektrum in einzelnen Streifen wiedergibt. Ein solcher Streifen reicht von λ 4400 bis λ 5250; hier sieht man, daß bei etwa λ 4850 der kontinuierliche Grund beginnt, nach Rot hin rasch wächst bis zum Ende des Streifens, wo er maximale Stärke hat. Aber auf dem nächsten Streifen, λ 5150 bis λ 5950 ist von dem kontinuierlichen Grund nichts zu sehen. — Eder und Valenta sagen übrigens, der kontinuierliche Grund scheine unterhalb 8 mm Druck und über 40 mm zu verblassen. Kiess und de Bruin [146] sagen, zugleich mit dem Bogenspektrum trete kontinuierlicher Grund auf, λ 3600 bis λ 3500, Maximum bei λ 3550; daran schließe sich nach Violett ein viel schwächerer Streifen mit einem Maximum bei λ 3250. Diese Maxima fallen mit den Grenzen der ^{2}P- und der ^{4}P-Serien zusammen, so daß sie als Rekombinationsleuchten gedeutet werden können und mithin zum atomaren Brom gehören. — Urey und Bates [142] finden, daß Flammen von H, O, Br kontinuierlichen Grund geben, der von Rot bis etwa 3400 Å reicht, und von dem sie annehmen, daß er von Rekombinationen von Atomen und Ionen herrührt. Gleichzeitig beobachten sie sehr diffuse Banden zwischen λ 4675 und λ 4250 und deuten auch die Bande bei λ 2930 als Rekombinationsbande, die zuerst von Ludlam und West [104] bemerkt wurde. Dazu s. auch Gerlach und Gromann (Zs. f. Phys. **18** p. 239—248, 1923), die diese Bande nebst einer zweiten bei 4200 Å besprechen. Mit steigender Temperatur wird die erste stärker und die zweite schwächer. Filippov [129] erhält die Bande auch bei Bestrahlung von JBr-Dampf und durch Teslaströme. Dabei tritt ein kompliziertes Bandenspektrum auf mit Banden bei 2915; 2935; 2960 usw. bis 4495, dann 4675 und 4850. Zusatz von N verändert das Spektrum stark.

Über die kontinuierlichen Spektren in Absorption finden sich neuere Angaben bei Narayan und Gunnayya [99], Cordes und Sponer [145] und Bowis [103].

Narayan und Gunnayya [99] untersuchen die Absorption von Br-Dampf in einem 20—25 cm langen Rohr mittels Sonne und Eisenbogen als kontinuierliche Lichtquellen in Abhängigkeit von Temperatur und Druck. Zum Vergleich haben sie auch das Emissionsspektrum im Geißlerrohr aufgenommen und gefunden, daß Emissionsspektrum und unangeregtes Absorptionsspektrum in keiner Weise komplementär sind, wie das ja auch in den oben erwähnten Arbeiten [89, 35, 116 und 134] bereits festgestellt wurde.

Cordes und Sponer [145] bemerken bei 0.08 mm Druck eine von kurzen Wellenlängen kommende kontinuierliche Absorption bis λ 1580 Å und bei 1675, 1671 und 1685 Å diffuse Banden, die sehr schlecht meßbar sind. Bei 1,1 mm Druck erscheint nach ihren Angaben auf der langwelligen Seite eine vierte Bande bei 1697 Å, die wahrscheinlich nach Violett abschattiert ist. Mit steigendem Druck rückt die Absorptionsgrenze nach längeren Wellen, bei 1.6 Atm. ist sie bis 2700 Å vorgedrungen. Sie vermuten, daß das Kontinuum durch Dissoziation des Br-Moleküls in ein normales und ein Bromatom im 2^2P_1-Zustand hervorgebracht wird. Bowis [103] ermittelt

die Absorptionskoeffizienten des flüssigen Broms im Spektralbereich λ 5400 bis λ 3800 und findet das Maximum der Absorption bei λ 4170. — Sleator [155] findet eine Methylbromidbande bei 16 μ bei 20 cm Druck und 12 cm Schichtdicke, die etwa 50 % im Maximum absorbiert. Diese Bande entspricht übrigens den von Cleeton und Dufford (Phys. Rev. (2)**37** p. 362—373, 1931), sowie von Dadieu und Kohlrausch (Wien. Ber. **139** p. 77—100, 1930 und p. 165—180, 1930) gemessenen Ramanfrequenzen.

Wegen seiner Durchlässigkeit für ultraviolettes Licht sind Filter aus passend abgeglichenen Schichten von Bromdampf häufig als Ultraviolettfilter empfohlen und benutzt worden. Man vgl. auch Bd. VII.

Abgeschlossen am 8. 1. 1932.

Kohlenstoff (C = 12.00; Z = 6). Isotope 13 und 12.

Literatur.

Nachtrag zu Band VII_1.

[278] R. Komp, Die grüne Kohlenbande 5635 Å. Zs. f. wiss. Photogr. **10** p. 117—135 (1911).

[279] J. Meunier, Sur les spectres de combustion des hydrocarbures et de différents métaux. C. R. **152** p. 1760—1762 (1911).

[280] La Rosa, Sullo spettro della luce che accompagna il riscaldamento elettrico di un dicarbone. N. Cim. (5) **20** p. 341—353 (1911). — Ann. d. Phys. (4) **34** p. 222—234 (1911).

[281] P. Wolter, Über die ultravioletten Banden des Kohlenoxydspektrums. Zs. wiss. Photogr. **9** p. 361—387 (1911).

[282] N. Bjerrum, Über die ultraroten Absorptionsspektren der Gase. Nernst-Festschrift p. 90—98 (1912).

[284] W. G. Cady, Über einige Erscheinungen an der Anode bei Gasentladungen. Phys. Zs. **14** p. 296—302 (1913).

[285] V. Henri et M. Landau, Etude de l'absorption des rayons ultraviolets par l'acétylène. C. R. **156** p. 697—699 (1913).

[286] F. Hiller, Über den Innenkegel gespaltener Kohlenwasserstoff-Flammen. Zs. phys. Chem. **81** p. 591—625 (1913).

[287] C. Martin, A band spectrum attributed to carbon monosulphide. Proc. Roy. Soc. **A. 89** p. 127—132 (1913).

[288] H. Schmidt, Über Emission und Absorption erhitzter Kohlensäure. Ann. Phys. (4) **42** p. 415—459 (1913).

[289] J. Stark, W. Steubing, C. J. Enklaar und P. Lipp, Die ultravioletten Absorptionsbanden der wechselseitigen Bindung von Kohlenstoffatomen. I. Methodik, Äthylenbanden. Jahrb. Radioakt. **10** p. 139—171 (1913).

[290] J. Stark und P. Lipp, Die ultravioletten Absorptionsbanden der wechselseitigen Bindung von Kohlenstoffatomen. II. Acetylen-Banden. Jahrb. Radioakt. **10** p. 175—178 (1913).

[291] J. Stark und P. Levy, Die ultravioletten Absorptionsbanden der wechselseitigen Bindung von Kohlenstoffatomen. III. Benzolbindung. Jahrb. Radioakt. **10** p. 179—188 (1913).

[293] R. Brunetti, Lo spettro della scarica oscillatoria in vari gas. N. Cim. (6) **7** p. 390—410 (1914).

[294] N. Bubnoff, Über den Innenkegel gespaltener Kohlenwasserstoff-Flammen. Zs. phys. Chem. **88** p. 641—670 (1914).

[295] W. M. Watts, On the spectra given by carbon and some of its compounds and in particular the "Swan"-spectrum. Phil. Mag. (6) **28** p. 117—128 (1914).

[296] C. Statescu, On the dispersion of carbon dioxide in the infrared region of the spectrum. Phil. Mag. (6) **30** p. 737—743 (1915).

[297] G. Wendt und R. A. Wetzel, Beobachtungen über den Effekt des elektrischen Feldes auf die Tripletserien des Quecksilbers und die Tripletserien des Aluminiums. Ann. d. Phys. (4) **50** p. 419—432 (1916).

[298] H. Kauffmann, Über die Fluoreszenz von Cyanverbindungen. Chem. Ber. **50** p. 1614 bis 1623 (1917).

[300] I. M. Pauly, The absorption spectrum of carbon disulphide vapour. Astrophys. J. **50** p. 155—157 (1919).

[301] R. A. Millikan, The extension of the ultraviolet spectrum. Astrophys. J. **52** p. 47—64 (1920).

[302] L. et E. Bloch, Spectres d'étincelle dans l'ultraviolet extrême. J. de phys. et le Rad. (6) **2** p. 229—257 (1921).

[303] R. T. Birge, The effect of temperature on the 3883 CN band. Phys. Rev. (2) **18** p. 319—321 (1921).

[304] R. T. Birge, The relativity shift of spectrum lines. Science N. S. **53** p. 368—372 (1921).

[305] E. Gehrcke und E. C. Glaser, Über die Feinstruktur der Bandenspektren. Ann. Phys. (4) **65** p. 605—609 (1921).

[306] G. Holst and E. Oosterhuis, The so-called cyanogen-bands. Proc. Amst. **23** p. 727—728 (1921).

[307] E. Hulthén, Sur les combinaisons dans les spectres de bandes. C. R. **173** p. 524—526 (1921).

[308] A. Kratzer, Die Termdarstellung der Cyanbanden. Phys. Zs. **22** p. 552—555 (1921).

[309] E. H. Kurth, Soft X-rays of characteristic type. Phys. Rev. (2) **17** p. 528—529 (1921), **18** p. 99—100 (1921).

[310] E. H. Kurth, The extension of the X-ray spectrum to the ultraviolet. Phys. Rev. (2) **18** p. 461—476 (1921).

[311] J. C. McLennan and P. A. Petrie, On the spectra of helium, hydrogen and carbon in the extreme ultraviolet. Trans. Roy. Soc. Canada (3) **15** p. 15—25 (1921).

[312] F. L. Mohler and P. D. Foote, Characteristic soft X-rays from arcs in gases and vapors. Bull. Bur. Stand. **17** p. 471—496 (1921). — J. opt. Soc. **5** p. 328—334 (1921).

[313] O. W. Richardson and C. B. Bazzoni, The excitation of soft characteristic X-rays. Phil. Mag. (6) **42** p. 1005—1019 (1921).

Literatur ab 1922 (2. Fortsetzung).

[314] E. F. Barker, Carbon dioxide band spectra in the near infra-red. Phys. Rev. (2) **19** p. 242 (1922).

[315] R. T. Birge, The quantum theory of band spectra and its application to the determination of temperature. Astrophys. J. **55** p. 273—290 (1922).

[316] L. et E. Bloch, Sur les spectres d'étincelles dans l'eau. C. R. **174** p. 1456—1457 (1922).

[317] M. Duffieux, Sur la masse des particules qui émettent le spectre de l'oxyde de carbone. C. R. **175** p. 159—161 (1922).

[318] J. Holtsmark, Über die charakteristische Röntgenstrahlung von Kohle und Bor. Phys. Zs. **23** p. 252—255 (1922).

[319] A. L. Hughes, Characteristic X-rays from boron and carbon. Phil. Mag. (6) **43** p. 145—161 (1922).

[320] E. Hulthén, Über das Kombinationsprinzip und einige neue Bandentypen. Zs. f. Phys. **11** p. 284—293 (1922).

[321] A. Kratzer, Die Gesetzmäßigkeiten der Bandensysteme. Ann. der Phys. (4) **67** p. 127—153 (1922).

[322] A. Kratzer, Störungen und Kombinationsprinzip im System der violetten Cyanbanden. Sitzber. Bayr. Akad. 1922 p. 107—118.

[323] J. C. Mc Lennan, Note on vacuum grating spectroscopy. Proc. Roy. Soc. A. **98** p. 114—123 (1922).

[325] F. L. Mohler and P. D. Foote, The beginning of the K and L series of X-rays. Phys. Rev. (2) **19** p. 434—435 (1922).

[326] F. L. Mohler and P. D. Foote, Characteristic soft X-rays from arcs in gases and vapors. Bull. Bur. Stand. **17** p. 471—496 (1922).

[327] H. Nagaoka, The band spectra and the electronic configuration of nitrogen and carbon monoxide molecules. Jap. J. Phys. **1** p. 49—57 (1922). — Sc. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo **1** p. 125—134 (1922).

[328] J. Ôkubo, On the structure of the second cyanogen band. Sc. Rep. Tôhoku Univ. **2** p. 55—86 (1922). Jap. J. Phys. **1** p. 28 (1922). Abstr.

[329] Cl. Schäfer und M. Thomas, Oberschwingungen in ultraroten Absorptionsspektren. Zs. f. Phys. **12** p. 330—341 (1922).

[330] F. Baldet, Comparaison de plusieurs radiations ... C. R. **177** p. 1205—1207 (1923).

[331] F. Baldet, Sur les spectres de la décharge thermionique dans l'oxyde de carbone. C. R. **178** p. 1525—1527 (1923).

[332] R. T. Birge, The 3883 Å. CN band in the solar spectrum. Phys. Rev. (2) **21** p. 712 (1923).

[333] R. T. Birge, The band spectrum of nitrogen and its theoretical interpretation. Phys. Rev. (2) **23** p. 294—295 (1923).

[334] Lecoq de Boisbaudran et A. de Gramont, Analyse spectrale. Paris, Hermann (1923).

[335] G. B. Bonino, Spectrochem. Untersuchungen im Ultrarot. III. Über die Absorption in wäßrigen Lösungen. Gazz. chim. ital. **53** p. 583—590 (1923). — Referat Phys. Ber. **4** p. 1624 (1923).

[336] I. P. Cooley, The infra-red band spectrum of methane. Phys. Rev. (2) **21** p. 376—377 (1923).

[337] S. Datta, The effect of a probable electric field on the bands of nitrogen. Astrophys. J. **57** p. 114—120 (1923).

[338] R. Fortrat, Sur la bande 3872 du spectre de Swan, sa modification par le champ magnétique. Ann. de Phys. (9) **19** p. 81—92 (1923).

[339] J. Holtsmark, Über die charakteristische Röntgenstrahlung der ersten Elemente. Phys. Zs. **24** p. 225—230 (1923).

[340] J. J. Hopfield and S. W. Leifson, Wave-length standards in the extreme ultraviolet. Astrophys. J. **58** p. 59—63 (1923).

[341] E. Hulthén, Über das Bandenspektrum des Kohlenoxyds. Ann. d. Phys. (4) **71** p. 41—49 (1923).

[342] E. Hulthén, Über die Kombinationsbeziehungen unter den Bandenspektra. Diss. Lund 61 pp. (1923).

[343] R. O. Hutchinson, Arc and spark spectra of aluminium, zinc and carbon in the extreme ultraviolet. Astrophys. J. **58** p. 280—293 (1923).

[344] A. Kratzer, Die Feinstruktur einer Klasse von Bandenspektren. Ann. d. Phys. **71** p. 72—103 (1923).

[345] J. C. McLennan and M. L. Clark, On the excitation of characteristic X-rays from light elements. Proc. Roy. Soc. **A. 102** p. 389—410 (1923).

[346] T. R. Merton and R. C. Johnson, On spectra associated with carbon. Proc. Roy. Soc. **A. 103** p. 383—396 (1923).

[347] H. Nagaoka, The band spectra and the electronic configuration of nitrogen and carbon monoxide molecules. Sc. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. **1** p. 125—134 (1923).

[348] J. Ôkubo, The absorption of near infra-red radiation by carbon dioxide. Sc. Rep. Tôhoku Univ. **12** p. 39—43 (1923).

[349] St. Procopiu, Sur les spectres d'arc des métaux dans divers milieux et dans le vide. C. R. **176** p. 385—388 (1923).

[350] St. Procopiu, Sur l'aspect des raies de flamme d'arc et d'étincelle dans les spectres d'arc des métaux dans le vide. C. R. **176** p. 504—507 (1923).

[351] H. M. Randall, Report on the fine structure of infrared absorption bands. J. opt. Soc. **7** p. 45—57 (1923).

[352] Lord Rayleigh, Spectrum of active nitrogen as affected by admixture of the inert gases. With a note on the origin of the cyanogen spectrum. Proc. Roy. Soc. **A. 102** p. 453—460 (1923).

[353] R. A. Sawyer and A. L. Becker, The explosion spectra of alcaline earth metals. Astrophys. J. **57** p. 98—113 (1923).

[354] W. W. Shaver, Remark on the „äußerste ultraviolette Spektrum des Kohlenstoff-Bogens". Trans. Canada (3) **17** III. p. 131—135 (1923).

[355] F. Simeon, The carbon arc spectrum in the extreme ultraviolet. Proc. Roy. Soc. **A. 102** p. 484—496 (1923). **A. 104** p. 368—375 (1923).

[356] Cl. Schäfer und M. Thomas, Oberschwingungen in ultraroten Absorptionsspektren. Zs. f. Phys. **12** p. 330—341 (1923).

[357] M. Schwann, Bau des Cyanspektrums. Diss. Bonn (1923).

[358] M. Toussaint, Struktur- und Intensitätsänderungen im Bandenspektrum durch molekulare Einwirkung. Zs. f. Phys. **19** p. 271—300 (1923).

[360] E. F. Barker, Some molecular spectra of hydrogen cyanide. Phys. Rev. (2) **23** p. 200—204 (1924).

[361] E. F. Barker, Molecular spectra and half quanta. Astrophys. J. **58** p. 201—208 (1924).

[362] R. T. Birge, The 3883 cyanogen band in the solar spectrum. Astrophys. J. **59** p. 45—60 (1924).

[363] G. Bruchat et M. Pauthenier, Sur l'absorption des rayons ultraviolets par le sulfure de carbone. C. R. **179** p. 153—155 (1924).

[364] R. Fortrat, Une nouvelle bande des carbures d'hydrogène. C. R. **178** p. 1272—1275 (1924).

[365] A. Fowler, The series spectrum of ionised carbon (C II). Proc. Roy. Soc. **A. 105** p. 299—311 (1924).

[366] E. Freundlich und E. Hochheim, Über den Ursprung der sog. Cyanbande bei 3883 Å. Zs. f. Phys. **26** p. 102—105 (1924).

[367] W. Jevons, On the band spectra of silicon oxide and chloride and chloride of carbon, boron and aluminium. Proc. Roy. Soc. **A. 106** p. 174—184 (1924).

[368] W. Jevons, On the origin of certain spectral lines hitherto attributed to oxygen. Phil. Mag. (6) **47** p. 586—590 (1924).

[369] R. C. Johnson and W. H. Cameron, The effect of argon on certain spectra. Proc. Roy. Soc. **A. 106** p. 195—215 (1924).

[370] A. Kratzer, Die Terme der (C + H) Banden. Zs. f. Phys. **23** p. 298—332 (1924).

[371] R. J. Lang, On the ultra-violet spark-spectra of some of the elements. Phil. Trans. **A. 224** p. 371—419 (1924).

[372] M. Levi, On the characteristic X-rays from light elements. Trans. Canada (3) **18** p. 103—109 (1924).

[373] E. F. Lowry, The infrared absorption spectrum of carbon monoxide. J. opt. Soc. **8** p. 647—658 (1924).

[374] P. J. Lukirsky, Über weiche Röntgenstrahlen. Zs. f. Phys. **22** p. 351—367 (1924).

[375] P. J. Lukirsky, On soft X-rays from carbon. Phil. Mag. (6) **47** p. 466—470 (1924).

[376] C. A. Mackay, Some new measurements of the ionisation potentials of multiatomic gases. Phys. Rev. (2) **23** p. 553 (1924).

[377] C. A. Mackay, Ionising potentials of multiatomic gases. Phys. Rev. (2) **24** p. 319—329 (1924).

[378] R. A. Millikan, The fine structure of nitrogen, oxygen and fluorine lines in the extreme ultra-violet. Phil. Mag. (6) **48** p. 259—264 (1924).

[379] R. A. Millikan and J. S. Bowen, Extreme ultraviolet spectra. Phys. Rev. (2) **23** p. 1—34 (1924).

[380] R. A. Millikan and J. S. Bowen, The assignement of lines and term values in beryllium II and carbon IV. Nat. **114** p. 380 (1924).

[381] R. S. Mulliken, Electronic states of the CN molecule. Nat. **114** p. 858—859 (1924).

[382] St. Procopiu, Sur les spectres de l'arc entre métaux dans différents milieux et dans le vide. Ann. de Phys. (6) **1** 89—133 (1924).

[383] F. Baldet, Sur les spectres de la décharge thermionique dans l'oxyde de carbon. C. R. **178** p. 1525—1527 (1925).

[384] F. Baldet, Sur le spectre de l'oxyde de carbon à très basse pression, dit spectre des queues de comète. C. R. **180** p. 271—273 (1925).

[385] F. Baldet, Sur le troisième groupe négatif du carbone, dit spectre des queues de comète. Extension du côté rouge et structure des bandes. C. R. **180** p. 820—822 (1925).

[386] F. Baldet, Influence de la pression sur les spectres de bandes du carbone dans l'ampoule thermoélectrique. Conséquence pour la théorie des comètes. C. R. **180** p. 1201—1203 (1925).

[387] F. Baldet, Sur la présence du spectre rouge du cyanogène dans la comète Daniel (1807 d). C. R. **181** p. 331—333 (1925).

[388] F. Baldet, Recherches sur les spectres des comètes et de l'oxyde de carbone. J. de phys. et le Rad. (6) **6** p. 70—72 (1925).

[389] R. T. Birge, The band spectra associated with carbon. Nat. **116** p. 170—171 (1925).

[390] R. T. Birge, Further spectra associated with carbon. Nat. **116** p. 207 (1925).

[391] C. M. Blackburn, An application of the quantum theory of band spectra to the first negative Deslandres group of carbon. Proc. Nat. Acad. **11** p. 28—34 (1925).

[392] G. B. Bonino, Untersuchungen über die Spektrochemie im Ultrarot. IX. Über den Ursprung der fälschlicherweise den Gruppen CH_3 und CH_2 zugeschriebenen Absorptionsbanden. Gazz. chim. ital. **55** p. 576—582 (1925). — Ref. Phys. Ber. **7** p. 343—344 (1926).

[393] J. S. Bowen and R. A. Millikan, Relation of P P' groups in atoms of the same electronic structure. Phys. Rev. (2) **26** p. 150—164 (1925).

[394] J. S. Bowen and R. A. Millikan, Series spectra of two-valence electron atoms of boron (BII) and carbon (C III). Phys. Rev. (2) **26** p. 310—318 (1925).

[395] G. Bruhat et M. Pauthenier, Sur l'absorption des rayons ultraviolets par le sulfure de carbone. C. R. **179** p. 153—158 (1924).

[396] G. Bruhat et M. Pauthenier, Etude théorique de la bande 320 du sulfure de carbone. C. R. **181** p. 104—105 (1925).

[397] S. Chapman and A. E. Sudlam, A note on the vibration of the CO_3-ion. Phil. Mag. (6) **50** p. 822—824 (1925).

[398] J. P. Cooley, The infra-red absorption bands of methane. Astrophys. J. **62** p. 73—104 (1925).

[399] D. M. Dennison, Molecular structure of methane. Phys. Rev. (2) **25** p. 108—109 (1925).

[400] D. M. Dennison, The molecular structure and infra-red spectrum of methane. Astrophys. J. **62** p. 84—104 (1925).

[401] H. Deslandres, Recherches complémentaires sur la structure et la distribution des spectres de bandes. C. R. **181** p. 387—392 (1925). — C. R. **180** p. 1454—1460 (1925).

[402] G. H. Dieke, Over de Detailstructuur van de Cyaanbanden. Physica **5** p. 178—183 (1925).

[403] H. B. Dixon and W. F. Higgins, On the phosphorescent flame of carbon disulphide. Mem. and Proc. Manchester Soc. **69** p. 19—23 (1925).

[404] M. Duffieux, Sur l'origine de quelques spectres de bandes. Ann. de Phys. (10) **4** p. 249—318 (1925). J. de Phys. et le Rad. (6) **6** p. 93—94 (1925).

[405] J. W. Ellis, Emission and absorption bands of carbon dioxide in the infrared. Phys. Rev. (2) **26** p. 469—474 (1925).

[406] R. C. Johnson, Further spectra associated with carbon. Proc. Roy. Soc. **A. 108** p. 343—355 (1925).

[407] R. C. Johnson, The band spectra associated with carbon. Nat. **116** p. 539—540 (1925).

[408] R. J. Lang and S. Smith, Doublet separation in CII and Si IV. Nat. **116** p. 244 (1925).

[409] H. B. Lemon, The comet tail spectrum and Deslandres first negative group. Proc. Nat. Acad. **11** p. 41—43 (1925).

[410] H. B. Lemon and C. M. Blackburn, A three dimensional method of representing quantum transition in band spectra. Astrophys. J. **62** p. 61—64 (1925).

[411] J. C. Mc Lennan, H. G. Smith and C. S. Peters, The infra-red spectra of certain elements. Trans Canada (3) **19** III. p. 39—56 (1925).

[412] R. Mecke, Bandenspektra. Phys. Zs. **26** p. 217—237 (1925).

[413] R. Mecke, Zum Nachweis des Verschiebungssatzes bei Bandenspektren. Naturw. **13** p. 688 (1925).

[415] S. Nakamura and Y. Fujioka, On the behaviour of some spark lines of carbon in an electric field. Sc. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. **3** p. 155—162 (1925).

[416] S. v. Orlow, The series of carbon monoxide in the spectrum of comet 1908 III (Morehouse). Astron. Nachr. **225** p. 397—400 (1925).

[417] R. A. Sawyer and E. Martin, The vacuum spark spectrum of carbon 2200—2600 Å. Phys. Rev. (2) **25** p. 110 (1925).

[418] E. Schmidt, Über ein Absorptionsspektrum des Luftsauerstoffs im äußersten Ultraviolett. Zs. f. Phys. **31** p. 475—487 (1925).

[419] W. Steubing, Neue Untersuchungen im magnetischen Feld. Phys. Zs. **26** p. 915—918 (1925).

[420] P. A. Taylor, A note on the vibration of the CO_3-group. Phil. Mag. (6) **50** p. 1158—1160 (1925).

[421] F. R. Weston, The flame spectra of carbon monoxide and water gas. Part I. Proc. Roy. Soc. A. **109** p. 176—186 (1925). Part II. Proc. Roy. Soc. A. **109** p. 523—526 (1925).

[422] R. T. Birge, The energy levels of the carbon monoxide molecule. Nat. **117** p. 229—230 (1926).

[423] R. T. Birge, The band spectra of carbon monoxide. Phys. Rev. (2) **28** p. 1157—1189 (1926).

[424] R. T. Birge, The structure of molecules. Nat. **117** p. 300—302 (1926).

[425] R. T. Birge and H. Sponer, The heat of dissociation of CO, CO^+ and NO. Phys. Rev. (2) **27** p. 641 (1926).

[426] R. T. Birge and H. Sponer, The heat of dissociation of non-polar molecules. Phys. Rev. (2) **28** p. 259—283 (1926).

[427] J. S. Bowen and S. B. Ingram, Wave-length standards in the extreme ultra-violet spectra of carbon, nitrogen, oxygen and aluminium. Phys. Rev. (2) **28** p. 444—448 (1926).

[428] W. H. B. Cameron, The production of some spectra of carbon, oxygen and nitrogen in the presence of neon. Phil. Mag. (7) **1** p. 405—417 (1926).

[429] N. S. Capper and J. K. March, The absorption spectra of condensed nuclear hydrocarbons. J. chem. Soc. **128** p. 724—730 (1926).

[430] K. T. Compton and C. H. Thomas, Soft X-rays: improvements in technique and new results for C, Cu and W. Phys. Rev. (2) **28** p. 601—612 (1926).

[431] E. Condon, A theory of intensity distribution in band systems. Phys. Rev. (2) **28** p. 1182—1201 (1926).

[432] A. Dauvillier, Extension du spectre des rayons Röntgen vers l'ultraviolet. Spectre K du carbone. C. R. **182** p. 1083—1085 (1926).

[433] W. T. David, S. G. Richardson und W. Davies, Der Einfluß ultraroter Strahlung auf die Verbrennung von Gasgemischen, die Stickstoff enthalten. Proc. Leeds Philos. Literary Soc. Scient. Sect. **1** p. 37—39 (1926).

[434] D. M. Dennison, On the analysis of certain molecular spectra. Phil. Mag. (7) **1** p. 195—218 (1926).

[435] D. M. Dennison, Bemerkung zur Arbeit von C. Schäfer und B. Philipps: Das Absorptionsspekrum der Kohlensäure und die Gestalt der CO_2-Molekel. Zs. f. Phys. **38** p. 137—140 (1926).

[436] F. C. Mc Donald, Spectroscopic investigation of acetylene, methane and ethylene. Phys. Rev. (2) **27** p. 246 (1926).

[437] O. S. Duffendack and G. W. Fox, Radiating potentials of the band systems of carbon monoxide. Science (N. S.) **64** p. 277—278 (1926).

[438] O. S. Duffendack and G. W. Fox, Energy levels of the carbon monoxide molecule. Nat. **118** p. 12—13 (1926).

[439] D. C. Duncan, CO bands. Science (N. S.) **63** p. 382—383 (1926).

[440] J. W. Ellis, The molecular spectrum of carbon dioxide. Nat. **118** p. 82—83 (1926).

[441] H. J. Emeléus, The spectra of the phosphorescent flames of carbon disulphide and ether. J. Chem. Soc. 1926, p. 2948—2951.

[442] M. Eppley, The spark between carbon rods impregnated with a mixture of oxides of molybdenum, titanum and vanadium as the source of a closely spaced line spectrum in the visible region. J. Frankl. Inst. **201** p. 333—335 (1926).

[443] A. Fowler, The analysis of line spectra. Nat. **118** p. 593—596 (1926).

[444] A. S. Ganesan, The „H and K" bands of carbon. Nat. **118** p. 842 (1926).

[445] W. E. Garner, C. H. Johnson and S. W. Saunders, Infra-red emission from gaseous explosions. Nat. **117** p. 790—791 (1926).

[446] V. Guillemin, Zur Molekülstruktur des Methan. Ann. d. Phys. (4) **81** p. 174—204 (1926).

[447] V. Henri and S. A. Schou, A new type of absorption spectrum: Double rotational quantification in formaldehyd. Nat. **118** p. 225 (1926).

[448] F. Holweck, Potentiels critiques K des atomes légers. C. R. **182** p. 779—781 (1926).

[449] F. Holweck, Spectrométrie de la série K des éléments légers... C. R. **183** p. 48—51 (1926).

[450] F. Holweck, La spectroscopie des radiations intermédiaires entre la lumière et les rayons X. J. de Phys. et le Rad. (6) **7** p. 37—38 (1926).

[451] T. Hori, On the absorption spectra produced by the explosion of various elements. Sc. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. **4** p. 59—78 (1926).

[452] O. Jassé, Sur la structure des bandes 4511 et 4132 du spectre de l'oxyde de carbone. C. R. **182** p. 692—694 (1926).

[453] O. Jassé, Étude des bandes 4511 et 4123 du spectre de l'oxyde de carbone. Rev. d'Opt. **5** p. 450—461 (1926).

[454] W. Jevons, The more refrangible band spectrum of cyanogen as developed in active nitrogen. Proc. Roy. Soc. **A. 112** p. 407—441 (1926).

[455] R. C. Johnson and H. G. Jenkins, Note on some observations of the nitrogen afterglow spectra. Phil. Mag. (7) **2** p. 621—632 (1926).

[456] R. C. Johnson, The spectra of the neutral carbon monoxide molecule. Nat. **117** p. 376—377 (1926).

[457] R. C. Johnson, Energy levels of the carbon monoxide molecule. Nat. **118** p. 50 (1926).

[458] R. J. Lang and S. Smith, Greater dispersion in the extreme ultraviolet. J. opt. Soc. Amer. **12** p. 523—528 (1926).

[459] S. W. Leifson, Absorption spectra of some gases and vapours in the Schumann region. Astrophys. J. **63** p. 73—89 (1926).

[460] J. C. McLennan and A. B. McLay, On the structure of the arc spectrum of germanium with a note on that of carbon. Trans. Canada (3) **20** p. 355—363 (1926).

[461] J. J. Hopfield and G. H. Dieke, PP' group in the elements SI to K IV. Phys. Rev. (2) **27** p. 638—639 (1926).

[462] R. Mecke, Die Dublettaufspaltungen bei einigen Bandenspektren. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) **7** p. 18 (1926).

[463] R. S. Mulliken, Electronic states and band spectrum structure in diatomie molecules... Phys. Rev. (2) **28** p. 481—506, 1202—1222 (1926).

[464] O. W. Richardson and F. C. Chalklin, The excitation of soft X-rays. Proc. Roy. Soc. **A. 110** p. 247—282 (1926).

[465] R. Rudy, Regularities in the arc spectrum of carbon (C^-) and (K^+). J. Frankl. Inst. **202** p. 659—660 (1926).

[466] R. Sewig, Intensitätsmessungen in Bandenspektren. Zs. f. Phys. **35** p. 511—523 (1926).

[467] J. D. Shea and R. T. Birge, Molecular constants determined from the Swan bands. Phys. Rev. (2) **27** p. 245—246 (1926).

[468] St. Smith and R. J. Lang, Standard wave-lengths for use in the extreme ultra-violet. Phys. Rev. (2) **28** p. 36—45 (1926).

[469] Cl. Schäfer und B. Philipps, Das Trägheitsmoment der CO-Molekel. Zs. f. Phys. **36** p. 399 (1926).

[470] Cl. Schäfer und B. Philipps, Das Absorptionsspektrum der Kohlensäure und die Gestalt der CO_2-Molekel. Zs. f. Phys. **36** p. 641—656 (1926).

[471] M. Wimmer, Über die Beeinflussung der ultraroten Kohlensäurebanden durch fremde Gase... Ann. d. Phys. (4) **81** p. 1091—1112 (1926).

[472] K. L. Wolf, Über den Niedervoltvakuumbogen und über die Kohlelinie 4267. Zs. f. Phys. **39** p. 883—885 (1926).

[473] J. H. de Boer und A. E. van Arkel, Molekülmodelle für Methan und andere Verbindungen vom Typus XY_4. Zs. f. Phys. **41** p. 27—37 (1927).

[474] W. A. Bone and D. M. Newitt, Gaseous combustion at high pressures. Part VII. A spectrographic investigation of the ultra-violet radiation from carbonic oxide-oxygen explosions. Proc. Roy. Soc. **A. 115** p. 41—58 (1927).

[475] J. S. Bowen, Series spectra of boron, carbon, nitrogen, oxygen and fluorine. Phys. Rev. (2) **29** p. 231—247 (1927).

[476] A. Dauvillier, La spectrographie des rayons X de grande longueur d'onde, séries N et O, et jonction avec l'ultraviolet extrême. J. de Phys. et le Rad. (6) **8** p. 1—12 (1927).

[477] A. Dauvillier et J. Soltan, Recherches spectrographiques dans le domaine intermédiaire. J. de Phys. et le Rad. (6) **8** p. 484—494 (1927).

[478] F. C. McDonald, An investigation of some hydrocarbon bands. Phys. Rev. (2) **29** p. 212 (1927).

[479] O. S. Duffendack and G. W. Fox, The excitation of the spectra of carbon monoxide by electric impacts. Astrophys. J. **65** p. 214—237 (1927).

[480] J. W. Ellis, New infra-red absorption bands of methane. Proc. Nat. Acad. **13** p. 202—207 (1927).

[481] J. W. Ellis, New infra-red absorption bands in methane. Phys. Rev. (2) **29** p. 750 (1927).

[482] G. W. Fox, O. S. Duffendack and E. F. Barker, The spectrum of CO_2. Proc. Nat. Acad. **13** p. 302—307 (1927).

[483] G. W. Fox, O. S. Duffendack and E. F. Barker, The excitation of the spectrum of CO_2. Phys. Rev. (2) **29** p. 921—922 (1927).

[484] S. Friberg, Über die Dispersion des Lichtes in gasförmigen Körpern innerhalb des ultravioletten Spektrums. Zs. f. Phys. **41** p. 378—384 (1927).

[485] W. E. Garner and C. H. Johnson, The effect of water on the infra-red emission from the flame... Phil. Mag. (7) **3** p. 97—110 (1927).

[486] A. D. Hepburn, Carbon monoxide band excitation potentials. Phys. Rev. (2) **29** p. 212 (1927).

[487] J. B. Hoag, Wave-lengths of carbon, oxygen and nitrogen in the extreme ultra-violet... Astrophys. J. **66** p. 225—232 (1927).

[488] J. J. Hopfield, Absorption spectra in the extreme ultra-violet. Phys. Rev. (2) **29** p. 356 (1927) Abstr.

[489] J. J. Hopfield and R. T. Birge, Ultra-violet absorption and emission spectra of carbon monoxide. Phys. Rev. (2) **29** p. 922 (1927). Abstr.

[491] E. Hulthén, Feinstruktur und Elektronenterme einiger Bandenspektren. Zs. f. Phys. **45** p. 331—336 (1927).

[492] F. L. Hunt, X-rays of long wave-length from a ruled grating. Phys. Rev. (2) **29** p. 919 (1927).

[493] F. L. Hunt, X-rays of long wave-length from a ruled grating. Phys. Rev. (2) **30** p. 227—231 (1927.

[494] R. C. Johnson, The structure and origin of the Swan band spectrum of carbon. Phil. Trans. **A. 226** p. 157—230 (1927).

[495] G. W. Kellner, Die Grundterme des einfach ionisierten Lithiums nach der Schrödingerschen Theorie. Zs. f. Phys. **44** p. 110—112 (1927).

[496] E. C. Kemble, R. S. Mulliken and F. H. Crawford, The Zeeman effect in the Angström CO bands. Phys. Rev. (2) **30** p. 438—457 (1927).

[497] L. B. Loeb and L. du Sault, Mobilities of ions in acetylene hydrogen mixtures. Proc. Nat. Acad. **13** p. 511—516 (1927).

[498] C. F. Meyer and A. Levin, The infra-red absorption spectra of acetylene (C_2H_2), ethylene (C_2H_4) and ethane (C_2H_6). Phys. Rev. (2) **29** p. 923 (1927).

[499] C. F. Meyer and A. Levin, The infra-red absorption spectra of acetylene (C_2H_2), ethylene (C_2H_4) and ethane (C_2H_6). Proc. Nat. Acad. **13** p. 298—302 (1927).

[500] C. Mihul, Sur la structure du spectre du second ordre du carbone (C II). C. R. **184** p. 1648—1649 (1927).

[501] C. Mihul, Sur les spectres de l'oxygène et du carbone. J. de Phys. et le Rad. (6) **8** p. 39—40 (1927).

[502] F. L. Mohler and P. D. Foote, Electron collisions in carbon monoxide. Phys. Rev. (2) **29** p. 141—142 (1927).

[503] R. S. Mulliken, Electronic states and band spectrum structure in diatomic molecules. III. Intensity relations. Phys. Rev. (2) **29** p. 391—412 (1927).

[504] R. S. Mulliken, Electronic states and band spectrum structure in diatomic molecules. IV. Second positive nitrogen and Swan bands; alternating intensities. Phys. Rev. (2) **29** p. 637—649 (1927).

[505] R. S. Mulliken, Band structure and intensities, atomic and molecular electronic states in diatomic hydrides. Phys. Rev. (2) **29** p. 921 (1927).

[506] R. S. Mulliken, Electronic states and band spectrum structure in diatomic molecules. V. Bands of the violet CN ($^2S - ^2S$) type. Phys. Rev. (2) **30** p. 138—149 (1927).

[507] R. S. Mulliken, Electronic states and band spectrum structure in diatomic molecules, VI. Theory of intensity relation for case 6 doublet states. Interpretation of CH bands 3900 and 4300 Å. Phys. Rev. (2) **30** p. 785—811 (1927).

[508] H. Nagaoka, D. Nukigama and T. Futagami, Instantaneous spectrograms of carbon, silicon, tin, lead, and cerium. Proc. Imp. Acad. Tokyo **3** p. 392—397 (1927).

[509] T. H. Osgood, X-ray spectra of long wave-length. Phys. Rev. (2) **30** p. 567—573 (1927).

[510] J. W. Ryde, The spectrum of carbon arcs in air at high current densities. Proc. Roy. Soc. **A. 117** p. 164—182 (1927).

[511] J. D. Shea, The structure of the Swan bands. Phys. Rev. (2) **30** p. 825—843 (1927).

[512] H. Sponer, Die Absorptionsbanden des Stickstoffs. Zs. f. Phys. **41** p. 611—618 (1927).

[513] Cl. Schäfer, Zur Frage nach der Gestalt der CO_2-Molekel. Phys. Zs. **28** p. 667 (1927).

[514] J. Thibaud, Jonction spectrographique du domaine des rayons X à l'ultraviolet à l'aide de réseaux lignés. C. R. **185** p. 62—64 (1927).

[515] J. Thibaud et A. Soltan, Mesures spectrographiques dans le domaine intermédiaire (séries K, L, M, N). C. R. **185** p. 642—644 (1927).

[516] J. Thibaud, Spectrographe à réseau ligné pour rayons X de grande longueur d'onde. J. de Phys. et le Rad. (6) **8** p. 447—450 (1927).

[517] K. L. Wolf, Die Gestalt der Kohlensäuremolekel. Zs. f. phys. Chem. **131**. p 90—96 (1927).

[518] C. R. Bailey and K. H. Li, Infra-red emission of carbon dioxide. Nat. **121** p. 941 (1928).

[519] J. S. Bowen, The origin of the nebular lines and the structure of the planetary nebulae. Astrophys. J. **67** p. 1—15 (1928).

[520] E. Brüche und W. Littwin, Ähnliche Eigenschaften und ähnliche Radiometerkurven von N_2, CO und CO_2-N_2. Zs. f. Phys **52** p. 334—335 (1928).

[521] P. Daure, Sur les radiations secondaires observées dans la diffusion moléculaire de la lumière (effet Raman). C. R. **187** p. 940—941 (1928).

[522] W. Elert, Über das Schwingungs- und Rotationsspektrum einer Molekel vom Typus CH_4. Zs. f. Phys. **51** p. 6—33 (1928).

[523] J. W. Ellis, Heats of linkage of C-H bonds from vibration spectra. Phys. Rev. (2) **32** p. 324 (1928).

[524] A. Fowler and E. W. H. Selwyn, The arc spectrum of carbon. Proc. Roy. Soc. **A. 118** p. 34—51 (1928).

[525] A. Fowler and E. W. H. Selwyn, Further investigations of the spectrum of singly ionised carbon (C II). Proc. Roy. Soc. **A. 120** p. 312—326 (1928).

[527] W. E. Garner and F. Roffey, The radiation from explosions of carbon monoxide and oxygen to which hydrogen has been added. Nat. **121** p. 56—57 (1928).

[528] G. Herzberg, Resonanz-Fluoreszenz des Cyans. Naturw. **16** p. 464—465 (1928).

[529] G. Herzberg, Ein neues Bandenspektrum des CO. Naturw. **16** p. 1027—1028 (1928).

[530] G. Herzberg, Über das Bandenspektrum des CO. Zs. f. Phys. **52** p. 815—845 (1928).

[531] T. R. Hogness and R. W. Harkness, The ionization of carbon monoxide by controlled electron impact. Phys. Rev. (2) **32** p. 936—941 (1928).

[532] F. A. Jenkins, Extension of the violet CN band system to include the CN tail bands. Phys. Rev. (2) **31** p. 539—558 (1928). — Phys. Rev. (2) **31** p. 153 (1928).

[533] W. Jevons, The ultraviolet band system of carbon monosulphide ... Proc. Roy. Soc. **A. 117** p. 351—375 (1928).

[535] H. P. Knauss, Band spectra in the extreme ultraviolet excited by active nitrogen. Phys. Rev. (2) **32** p. 417—426 (1928).

[536] A. Levin and C. F. Meyer, The absorption spectra of acetylene, ethylene and ethane. J. Opt. Soc. Amer. **16** p. 137—164 (1928).

[537] F. A. Lindemann, T. C. Keely and N. R. Hall, Frequency change in scattered light. Nat. **122** p. 921 (1928).

[538] J. C. Morris, Ionizing potentials of methane, ethane, ethylene and acetylene. Phys. Rev. (2) **32** p. 456—458 (1928).

[539] J. C. Morris, Comparison of measurements of critical potentials of mercury vapor. Phys. Rev. **32** p. 437—458 (1928).

[540] J. K. Morse, The molecular structure of methane. Proc. Nat. Acad. **14** p. 166—171 (1928).

[541] J. K. Morse, The structure of acetylene. Proc. Nat. Acad. **14** p. 645—648 (1928).

[542] H. Petterson, Luminous discharge in gases at low pressures. Nat. **123** p. 978—979 (1928).

[543] W. E. Pretty, The Swan band spectrum of carbon. Proc. Phys. Soc. Lond. **40** p. 71—78 (1928).

[544] P. Pringsheim und B. Rosen, Über den Ramaneffekt. Zs. f. Phys. **50** p. 741—755 (1928).

[545] O. W. Richardson and F. C. Chalklin, The excitation of soft X-rays. Proc. Roy. Soc. **A. 119** p. 60—82 (1928).

[546] M. N. Saha and P. R. Kichlu, Extension of the irregular doublet law. Nat. **121** p. 244—245 (1928).

[547] H. Shapley, Note on cyanogen absorption, stellar comets and the masses of stars. Naturw. **16** p. 596 (1928).

[548] M. Söderman, Die K-Strahlen der leichtesten Elemente. Zs. f. Phys. **52** p. 725—807 (1928).

[549] J. Thibaud, Discontinuité d'absorption dans la domaine intermédiaire (bande K du carbone). C. R. **186** p. 308—309 (1928).

[550] J. Thibaud, Beugung der Röntgenstrahlen durch Liniengitter. Spektrographie des Zwischengebietes. Phys. Zs. **29** p. 241—261 (1928).

[551] J. Thibaud, Diffraction des rayons X par les résaux lignés. Spectrographie du domaine intermédiaire. J. de Phys. et le Rad. (6) **9** p. 10—12 (1928).

[552] J. Thibaud, Soft X-rays emission and absorption spectra with tangential grating. Nat. **121** p. 321—322 (1928).

[553] L. A. Turner, Ionizing potentials and far ultraviolet lines of light atoms. Phys. Rev. (2) **32** p. 727—736 (1928).

[554] B. H. Weatherby, A determination of the wave-length of the K line of carbon. Phys. Rev. (2) **32** p. 707—711 (1928).

[555] R. W. Wood, The Raman spectra of scattered radiation. Phil. Mag. (7) **6** p. 1282—1283 (1928).

[556] R. K. Asundi, The third positive carbon and associated bands. Proc. Roy. Soc. **A. 124** p. 277—298 (1929).

[557] R. K. Asundi, A new band spectrum of carbon monoxide. Nat. **123** p. 47—48 (1929).

[558] R. K. Asundi and J. W. Ryde, Vibrational quantum analysis of red cyanogen bands. Nat. **124** p. 57 (1929).

[559] C. R. Bailey, The Raman and infra-red spectra of carbon dioxide. Nat. **123** p. 410 (1929)

[560] C. R. Bailey and K. H. Sils, The infrared emission spectra of the separated zones in the methane and Bunsen flames. Trans. Faraday Soc. **25** p. 32—36 (1929).

[561] C. B. Bazzoni, L. J. Faust and B. B. Weatherby, The fine structure and satellites of the K-alpha lines of the light elements. Phys. Rev. (2) **33** p. 1101 (1929).

[562] C. B. Bazzoni, L. J. Faust and B. B. Weatherby, Densitometric measurements of the K line of carbon. Nat. **123** p. 717 (1929).

[563] R. T. Birge, Recent work on isotopes in band spectra. Trans. Faraday Soc. **25** p. 718—725 (1929).

[564] R. T. Birge, The determination of heats of dissociation by means of band spectra. Trans. Faraday Soc. **25** p. 707—716 (1929).

[565] R. T. Birge, Further evidence of the isotope mass 13. Nat. **124** p. 182—183 (1929). — Phys. Rev. (2) **34** p. 379 (1929).

[566] J. S. Bowen, Additional lines in the spectra of C II and N II. Phys. Rev. (2) **34** p. 534—536 (1929).

[567] J. S. Bowen, Low energy states in C II and N II. Phys. Rev. (2) **34** p. 540 (1929).

[568] H. T. Byck, On a resonance-fluorescence phenomenon in the cyanogen spectrum. Phys. Rev. (2) **34** p. 453—456 (1929).

[569] W. W. Coblentz and R. Stair, The infra-red absorption spectrum of carbon tetrachloride as related to the Raman spectrum of scattered radiation. Phys. Rev. (2) **33** p. 1092 (1929).

[570] D. Coster, J. Nitta and W. J. Thyssen, The Raman effect for X-rays. Nat. **124** p. 230 (1929).

[571] F. H. Crawford, Zeeman effect in the Ångström CO bands. Phys. Rev. (2) **33** p. 341—354 (1929).

[572] H. Crew, On the influence of a hydrogen atmosphere upon the arc spectra of certain metals. Phil. Mag. (7) **7** p. 312—316 (1929).

[573] A. Dadieu und K. W. F. Kohlrausch, Studien zum Ramaneffekt I. Das Ramanspektrum organischer Substanzen. Wiener Anz. **138** (2a) p. 41—61 (1929).

[574] A. Dadieu und K. W. F. Kohlrausch, Studien zum Ramaneffekt II. Das Ramanspektrum organischer Substanzen. (Benzolderivate.) Wiener Anz. **138** p. 335—351 (1929).

[575] P. Daure, Étude photométrique de l'effet Raman. C. R. **188** p. 1605—1606 (1929).

[576] L. H. Dawson and J. Kaplan, The comet tail bands. Phys. Rev. (2) **34** p. 379—380 (1929).

[577] R. G. Dickingson, R. T. Dillon und F. Rasetti, Raman spectra of polyatomic gases. Phys. Rev. (2) **34** p. 582—589 (1929).

[578] O. S. Duffendack and H. L. Smith, Simultaneous ionization and excitation ... Phys. Rev. (2) **34** p. 68—80 (1929).

[579] J. F. Duncan, An experimental study of certain electronic bands of CO_2. Phys. Rev. (2) **34** p. 1148—1153 (1929).

[580] L. Dunoyer, Remarques sur le rayonnement ultraviolet de quelques gaz. J. de Phys. et le Rad. (6) **10** p. 100—101 (1929).

[581] A. S. Gavesan and S. Venkateswaran, A memoir on the Raman effect in liquids. Indian J. of Phys. **4** p. 195—280 (1929).

[582] W. E. Garner and F. Roffey, Effect of the addition of hydrogen and water on the radiation emitted from the carbon monoxide flame. J. chem. Soc. (1929) p. 1123—1140.

[583] A. S. Gavesan and S. Venkateswaran, The Raman effect in carbon disulphide. Nat. **124** p. 57 (1929).

[584] P. N. Gosh and P. C. Mahanti, Raman effect in carbon dioxide. Nat. **124** p. 92—93 (1929).

[585] P. N. Gosh and P. C. Mahanti, Raman effect in gases and liquids. Nat. **124** p. 230 (1929)

[586] G. Harig, Über die Absorption ultravioletten Lichtes durch flüssiges Kohlenoxyd. Phys. Zs. **30** p. 8—20 (1929).

[587] W. Heitler und G. Herzberg, Eine spektroskopische Bestätigung der quantenmechanischen Theorie der homöopolaren Bindung. Zs. f. Phys. **53** p. 52—56 (1929).

[588] G. Herzberg, Über die Bandenspektren von CO nach Versuchen mit der elektrodenlosen Ringentladung (mit einem Anhang über die Swan- und Cyanbanden). Zs. f. Phys. **52** p. 815—845 (1929).

[589] T. R. Hogness and R. W. Harkness, Ionization of carbon monoxide by controlled electron impact interpreted by the mass spectrograph. Phys. Rev. **32** p. 936—942 (1929).

[590] T. Hori, Über die Struktur der CH-Bande 3143 Å. und einer neuen NH-Bande 2530 Å. Mem. Ryojun. Coll. of Engineering **2** p. 259—270 (1929).

[591] T. Hori, The CH-band at 3143 and a new NH-band at 2539. Nat. **124** p. 480 (1929).

[592] C. E. Howe, A preliminary report on the measurement of the K line of carbon. Proc. Nat. Acad. **15** p. 251—253 (1929).

[593] S. B. Ingram, Classification of the arc spectra of nitrogen and carbon. Phys. Rev. (2) **34** p. 421—430 (1929). — Phys. Rev. (2) **33** p. 1092 (1929). Abstr.

[594] F. A. Jenkins, The absorption spectrum of CS_2 in the near ultraviolet. Astrophys. J. **70** p. 191—193 (1929).

[595] D. S. Jog, The spectrum of carbon. Indian J. of Phys. **3** p. 451—461 (1929). — Nat. **123** p. 318 (1929).

[596] R. C. Johnson and R. K. Asundi, The Structure of the high pressure carbon bands and the Swan System. Proc. Roy. Soc. **A. 124** p. 668—688 (1929).

[597] R. C. Johnson and R. K. Asundi, A new band system of carbon monoxide ($3\,^1S$—$2\,^1P$) with remarks on the Ångström bands. Proc. Roy. Soc. **A. 123** p. 560—574 (1929).

[598] R. C. Johnson, The detailed electronic structure of diatomic molecules, with special reference to CO. Trans. Faraday Soc. **25** p. 649—668 (1929).

[599] A. S. King and R. T. Birge, An isotope of carbon. Nat. **124** p. 127 (1929).

[600] R. M. Langer, Incoherent scattering. Nat. **123** p. 345 (1929).

[601] H. H. Marvin, Combination bands in the infra-red spectra of CCl_4 and $SiCl_4$. Phys. Rev. (2) **34** p. 453—456 (1929).

[602] J. C. McLennan, H. D. Smith and J. O. Wilhelm, Note on the Raman effect with liquid methane. Trans. Roy. Soc. Canada (3) **23** p. 279—282 (1929).

[603] A. C. Menzies, The polarisation of Raman lines. Phil. Mag. (7) **8** p. 504—515 (1929).

[604] R. Minkowski, Die paramagnetische Drehung der Polarisationsebene in der Nähe von Absorptionslinien. Naturw. **17** p. 567—568 (1929).

[605] M. Neunhoeffer, Ultrarote Emissionsbanden bei hoher Dispersion. Ann. d. Phys. (5) **2** p. 334—349 (1929).

[606] A. A. Newbold, The spectrum emitted by a carbon plate under bombardement. Phil. Mag. (7) **7** p. 706—719 (1929).

[607] T. H. Osgood, Spectroscopy of soft X-rays. Rev. Mod. Phys. **1** p. 228—240 (1929).

[608] L. S. Ornstein und J. Rekveld, Prüfung des Maxwell-Boltzmann'schen Gesetzes durch Intensitätsmessungen im Ramaneffekt von Tetrachlorkohlenstoff. Zs. f. Phys. **57** p. 539—544 (1929).

[609] A. Petrikaln und J. Hochberg, Über den Raman-Effekt. Zs. f. phys. Chem. **B. 3** p. 217—229 (1929).

[610] E. Pietsch und G. M. Schwab, Kritische Potentiale der CH_4-Molekel. Bemerkung zu der Arbeit von Hogness und Harkness. Zs. f. Phys. **55** p. 231—234 (1929).

[611] C. V. Raman and K. S. Krishnam, The production of new radiation by light scattering. Proc. Roy. Soc. **A. 122** p. 23—35 (1929).

[612] F. Rasetti, On the Raman Effect in diatomic gases. Proc. Nat. Acad. Amer. **15** p. 234—237 (1929).

[613] F. Rasetti, Raman effect in gases. Nat. **123** p. 205 (1929).

[614] F. Rasetti, Selection rules in the Raman effect. Nat. **123** p. 757—759 (1929).

[615] F. J. S. Rawlins, The form of the molecule of carbon dioxide. Trans. Faraday Soc. **25** p. 925—929 (1929).

[616] J. E. Rosenthal and F. A. Jenkins, Perturbations in band spectra. Proc. Nat. Acad. **15** p. 381—387 u. 896—902 (1929).

[617] E. W. H. Selwyn, Arc spectra in the region 1600—2100 Å. Proc. Phys. Soc. Lond. **41** p. 392—403 (1929).

[618] C. F. Snow and E. K. Rideal, Infra-red investigations of molecular structure. Part III. The molecule of carbon monoxide. Proc. Roy. Soc. **A. 125** p. 462—483 (1929).

[619] M. Söderman, Die K-Strahlung der leichtesten Elemente (Al bis Be). Zs. f. Phys. **52** p. 795—807 (1929).

[620] Cl. Schäfer, Die Eigenschwingungen der CO_3-Gruppe. Zs. f. Phys. **54** p. 676—679 (1929).

[621] Cl. Schäfer, F. Matossi und H. Aderhold, Zum Ramaneffekt an Kristallen. Phys. Zs. **30** p. 581—585 (1929).

[622] V. Thorsen, Intensitätsmessungen im Kohlebogen. Strahlentherapie **34** p. 46—54 (1929).

[623] L. A. Turner, Molecular binding and low ^5S terms of N^+ and C. Proc. Nat. Acad. **15** p. 526—528 (1929).

[624] D. S. Villars, The heats of dissociation of the molecules CH, NH, OH and HF. J. Amer. Chem. Soc. **51** p. 2374—2377 (1929).

[625] E. D. Wilson, The absorption spectrum of CS_2 in the near ultra-violet. Astrophys. J. **69** p. 34—42 (1929).

[626] R. W. Wood, Spectra of high-frequency discharge in O_2 and CO. Phil. Mag. (7) **8** p. 207—210 (1929).

[627] R. K. Asundi, A search of new bands in the near infra-red spectra of CN, N_2^+ and BeF. Indian J. of Phys. **4** p. 367—384 (1930).

[628] R. M. Badger, The absorption of acetylene and ethylene in the near infrared. Phys. Rev. (2) **35** p. 1433 (1930).

[629] C. R. Bailey, A. B. D. Cassie and W. R. Angus, Infra-red absorption spectrum of sulphur dioxide. Nat. **126** p. 59 (1930). Phys. Rev. (2) **35** p. 1126 (1930).

[630] C. R. Bailey and A. B. D. Cassie, Raman displacements and the infrared absorption bands of carbon disulphide. Nat. **126** p. 350 (1930).

[631] S. Bhagavantam, Raman spectra of some elements and simple compounds. Indian J. of Phys. **5** p. 35—48 (1930).

[632] S. Bhagavantam, Raman effect and molecular structure. Polarisation of the lines in Raman spectra. Indian J. of Phys. **5** p. 59—71, 73—95 (1930).

[633] S. Bhagavantam, Raman spectra of some triatomic molecules. Nat. **126** p. 995 (1930).

[634] S. Bhagavantam, The Raman spectra of some organic halogen compounds. Proc. Roy. Soc. **A. 127** p. 360—373 (1930).

[635] W. Braunbek, Berechnung der Röntgen-K-Terme der leichtesten Elemente ... Zs. f. Phys. **63** p. 154—167 (1930).

[636] W. H. I. Childs und R. Mecke, Das Rotationsspektrum des Acetylens. II. Zs. f. Phys. **64** p. 162—172 (1930).

[637] W. M. Dabadghao, Raman spectra under high dispersion. Indian J. of Phys. **5** p. 207—217 (1930).

[638] A. Dadieu, Studien zum Ramaneffekt XI. Das Ramanspektrum organischer Substanzen (Cyanverbindungen). Wiener Anz. **139** p. 629—657 (1930).

[639] D. M. Dennison and S. B. Ingram, A new band in the absorption spectrum of methane gas. Phys. Rev. (2) **36** p. 1451—1459 (1930).

[640] G. H. Dieke und W. Lochte-Holtgreven, Über einige Banden des Kohlenstoffmoleküls. Zs. f. Phys. **62** p. 767—794 (1930).

[641] B. Edlén und A. Ericson, Lithiumähnliche Spektren von Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff. C IV, N V, O VI. Zs. f. Phys. **64** p. 64—74 (1930).

[642] B. Edlén und A. Ericson, Sur le spectre d'étincelle condensée dans l'ultraviolet extrême jusqu'à 88 Å. C. R. **190** p. 116—118 (1930).

[643] B. Edlén und J. Stenman, C IV-Linien im sichtbaren und nahen ultravioletten Spektralgebiet. Das Termsystem von C IV. Zs. f. Phys. **66** p. 328—338 (1930).

[644] E. Ekefors, Spektren im extremen Ultraviolett. Phys. Zs. **31** p. 737—738 (1930).

[645] J. W. Ellis, Doublets in the vibration spectrum of cyclohexan. Phys. Rev. (2) **35** p. 437—438 (1930).

[646] A. Ericson und B. Edlén, Serienspektren der leichtesten Elemente im extremen Ultraviolett. Zs. f. Phys. **59** p. 656—679 (1930).

[647] R. R. Estey, New measurements in the fourth positive CO bands. Phys. Rev. (2) **35** p. 309—314 (1930).

[648] L. Y. Faust, Fine structure of the K-radiation of the lighter elements. Phys. Rev. (2) **36** p. 161—172 (1930).

[649] K. Hedfeld und R. Mecke, Das Rotationsschwingungsspektrum des Acetylens I. Bandenanalyse. Zs. f. Phys. **64** p. 151—161 (1930).

[650] L. B. Hendrick and G. W. Fox, New measurements in the fourth positive bands o carbon monoxide. Phys. Rev. (2) **35** p. 1033—1037 (1930).

[651] V. Henri, Nouvelles recherches sur les isotopes au moyen des spectres de bandes. J. de Phys. et le Rad. (7) **1** p. 9—10 (1930).

[652] V. Henri and O. R. Howell, The structure and activation of the phosgen molecule. Part I. General introduction, predissociation of molecules. Proc. Roy. Soc. **A. 128** p. 178—189 (1930).

[653] V. Henri and O. R. Howell, The structure and activation of the phosgen molecule. Part II. The Raman spectra of phosgen. Proc. Roy. Soc. **A. 128** p. 190—191 (1930).

[654] V. Henri and O. R. Howell, The structure and activation of the phosgen molecule Part III. A study of the ultra-violet absorption spectrum of phosgen vapour. Proc. Roy. Soc. **A. 128** p. 192—214 (1930).

[655] G. Herzberg, A new system probably due to a molecule CP. Nat. **126** p. 131—132 (1930).

[656] J. J. Hopfield. Ionisation potential of carbon. Phys. Rev. (2) **35** p. 1586—1587 (1930).

[657] T. Hori, Über die Struktur der CH-Bande 3143 und einer neuen NH-Bande 2530 Å. Zs. f. Phys. **59** p. 91—101 (1930).

[658] J. M. McInnes und J. C. Boyce, Tabelle der Wellenlängen von Gasentladungen im äußersten Ultravioletten. Naturw. **18** p. 719 (1930).

[659] R. C. Johnson, Some bands of the carbon molecule. Nat. **125** p. 89—90 (1930).

[660] H. Kallmann und B. Rosen, Über die Ionisationsspannung von CN und C_2-Molekülen Zs. f. Phys. **61** p. 332—337 (1930).

[661] J. Kaplan, A new system of bands in carbon monoxide. Phys. Rev. (2) **35** p. 1298 (1930).

[662] A. S. King and R. T. Birge, Evidence from band spectra of the existence of a carbon. isotope of mass 13. Astrophys. J. **72** p. 19—40 (1930).

[663] A. S. King and R. T. Birge, The carbon isotope, mass 13. Phys. Rev. (2) **35** p. 133 (1930).

[664] H. P. Knauss and J. C. Cotton, Intensity changes of Cameron bands in the electrodeless discharge. Phys. Rev. (2) **36** p. 1099 (1930).

[665] V. Kondratjew, Die Träger einiger Flammenspektren. Zs. f. Phys. **63** p. 322—333 (1930).

[666] H. Kopfermann und H. Schweitzer, Über ein Bandensystem des zweiatomigen Kohlendampfes. Zs. f. Phys. **61** p. 87—94 (1930).

[667] P. Krishnamurti, Raman spectrum and infra-red absorption of sulphur. Indian J. of Phys. **5** p. 105—112 (1930).

[668] P. Krishnamurti, Raman spectra of inorganic crystals. Part II. Some hydroxides, cyanides, sulphocyanides. Indian J. of Phys. **5** p. 651—662 (1930).

[669] T. H. Laby and R. Bingham, The wave-length of X-rays. Nat. **126** p. 915—916 (1930).

[670] R. M. Langer and W. F. Meggers, Light scattering in liquids. Bur. of Stand. J. of Res. **4** p. 711—735 (1930).

[671] W. Lochte-Holtgreven, Temperaturbestimmung in Entladungsröhren aus Intensitätsmessungen in Bandenspektren. Zs. f. Phys. **64** p. 443—451 (1930).

[672] K. Majumdar, On the method of horizontal comparison in the location of spectra of elements. II. Indian J. of Phys. **4** p. 359—365 (1930).

[673] L. R. Maxwell, The comet tail bands of carbon monoxide. J. Frankl. Inst. **210** p. 427—436 (1930). — Phys. Rev. (2) **35** p. 605 (1930).

[674] R. Mecke, Das Rotationsschwingungsspektrum des Acetylens III. Zs. f. Phys. **64** p. 173—185 (1930).

[675] R. Mecke und K. Hedfeld, Über die Struktur des Acetylens auf Grund spektroskopischer Untersuchungen. Zs. f. Elektrochem. **36** p. 803 (1930).

[676] R. Mecke, The heat of dissociation of oxygen and of the C-H band. Nat. **125** p. 526—527 (1930).

[677] A. Müller, Über die Untersuchung ultraroter Absorptionsspektren und einige technische Anwendungen. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) **11** p. 26 (1930).

[678] R. S. Mulliken, Interpretation of band spectra Parts I, IIa, IIb. Rev. Mod. Phys. **2** p. 60—115 (1930).

[679] F. Paschen und G. Kruger, Das Bogenspektrum des Kohlenstoffs C I. Ann. d. Phys. (5) **7** p. 1—8 (1930).

[680] A. Petrikaln und J. Hochberg, Über den Ramaneffekt der Cyangruppe. Zs. f. phys. Chem. B. **8** p. 440—444 (1930).

[681] G. Placzeck, Über den Ramaneffekt beim kritischen Punkt. Proc. Amsterdam **33** p. 832—840 (1930).

[682] B. B. Ray, Scattering of X-rays by bound electrons. Nat. **125** p. 856 (1930).

[683] B. B. Ray, Teilabsorption von Röntgenstrahlen. Zs. f. Phys. **66** p. 261—269 (1930).

[684] N. B. Reynolds and Y. W. Williams, The molecular scattering of light from certain organic liquids. J. Frankl. Inst. **210** p. 41—54 (1930).

[685] M. Siegbahn und T. Magnusson, Zur Spektroskopie der ultraweichen Röntgenstrahlen I. Zs. f. Phys. **62** p. 435—456 (1930).

[686] H. O. Smyth and E. C. G. Stuekelberg, The ionization of carbon dioxide by electron impact. Phys. Rev. (2) **36** p. 472—477 (1930).

[687] M. Söderman, Die Struktur der K-Strahlung im ultraweichen Röntgengebiet. Zs. f. Phys. **65** p. 656—661 (1930).

[688] M. Söderman, Structure of K-radiation from C, B, Be. Phys. Rev. (2) **36** p. 1414—1415 (1930).

[689] M. Söderman, Some precision measurements in the soft X-ray region. Phil. Mag. (7) **10** p. 600—616 (1930).

[690] Cl. Schäfer, Ramaneffekt und ultrarotes Spektrum von CCl_4 und $SiCl_4$. Zs. f. Phys. **60** 586—594 (1930).

[691] B. Trumpy, Ramaneffekt und Konstitution der Moleküle. III. Die Grundfrequenzen der Moleküle vom Typus XY_4. (Gemischte Halogenide.) Zs. f. Phys. **66** p. 790—806 (1930).

[692] R. M. Badger and I. L. Binder, Absorption bands of hydrogen cyanide gas in the near infrared. Phys. Rev. (2) **37** p. 800—808 (1931).

[693] R. M. Badger and I. L. Binder, Absorption band in ethylene gas in the near infrared. Phys. Rev. (2) **38** p. 1442—1446 (1931).

[694] R. Bär, Über die Polarisation der Ramanlinien von Tetrachlorkohlenstoff, Benzol und Schwefelkohlenstoff. Helv. Phys. Acta **4** p. 130—135 (1931). Naturw. **19** p. 463 (1931).

[695] C. R. Baily and A. B. D. Cassie, Infra-red absorption spectrum of carbonyl sulphide. Nat. **128** p. 637 (1931).

[696] C. R. Bailey and A. B. D. Cassie, Investigations in the infra-red region of the spectrum. Part III. The absorption spectrum of carbon disulphide. Proc. Roy. Soc. **A. 132** p. 236—251 (1931).

[697] K. Bechert, Bemerkungen zur Struktur der Spektren der „stripped atoms". Zs. f. Phys. **69** p. 735—741 (1931).

[698] O. Berg und W. Ernst, Zur Frage der Teilabsorption von Röntgenstrahlen. Naturw. **19** p. 401 (1931).

[699] S. Bhagavantam, Raman spectra of gases. Nat. **127** p. 817—818 (1931).

[700] R. T. Birge, Mass defects of C^{13}, O^{18}, N^{15} from band spectra and the relativity relation of mass and energy. Phys. Rev. (2) **37** p. 841—842 (1931).

[701] N. T. Bobrovnikoff, The Raffety bands in comets. Astrophys. J. **73** p. 61—76 (1931).

[702] G. B. Bonino e L. Brüll, Spettro Raman e costituzione chimica in alcuni cloretileni. Lincei Rend. (6) **13** p. 275—281 (1931).

[703] J. S. Bowen, The spectrum of doubly ionized carbon C III. Phys. Rev. (2) **38** p. 128—132 (1931).

[704] F. S. Brackett and U. Liddel, Infrared absorption bands of hydrogen cyanides in gas and liquid. Phys. Rev. (2) **38** p. 582 (1931).

[705] A. B. D. Cassie and C. R. Baily, The absorption spectrum of carbon disulphide. Proc. Roy. Soc. **A. 132** p. 236—271 (1931).

[706] J. M. Cork, X-ray wave-length change by partial absorption. Phys. Rev. (2) **37** p. 1555—1558 (1931).

[707] J. M. Cork, Changement de longueur d'onde des rayons X traversant un milieu absorbant (observé dans la direction de transmission). C. R. **192** p. 153—155 (1931).

[708] A. K. Datta and M. N. Saha, Absorption spectra of saturated chlorides of multivalent elements. Nat. **127** p. 625—626 (1931).

[709] D. M. Dennison and N. Wright, A new long wave-length absorption band of CS_2. Phys. Rev. (2) **38** p. 2077 (1931).

[710] H. Deslandres, Relations simples du spectre moléculaire avec la structure de la molécule. C. R. **192** p. 1417—1421, 1606—1610 (1931).

[711] R. T. Dufford, Raman spectra and a slight asymmetry of the carbon and nitrogen atoms. Phys. Rev. (2) **37** p. 1013 (1931).

[712] B. Edlén, Vacuum spark spectra to 40 Å. The spectra of Be III, Be IV, B IV, B V and C V. Nat. **127** p. 405—406 (1931).

[713] B. Edlén, Singlets of the two electron spectra B II, C III, N IV and O V. Nat. **127** p. 744 (1931).

[714] B. Edlén, Das zweite Funkenspektrum der Kohle, C III. Zs. f. Phys. **72** p. 559—568 (1931).

[715] F. Fermi, Über den Ramaneffekt des Kohlendioxyds. Zs. f. Phys. **71** p. 250—259 (1931).

[716] A. Fowler and W. M. Vaidya, The spectrum of the flame of carbon disulphide. Proc. Roy. Soc. **A. 132** p. 310—330 (1931).

[717] C. W. Gartlein and R. C. Gibbs, Production of second and third spark spectra in a hollow cathode lamp. Phys. Rev. (2) **38** p. 1907 (1931).

[718] J. Gilles, Sur la dispersion d'énergie intérieure aux termes quadruples et triples 3^3 P, 3 p P, 3 p D dans les spectres des éléments C, N, O, F à différents degrés d'ionisation. C. R. **192** p. 350—352 (1931).

[719] H. Grenat, Identification du spectre de Raffety. C. R. **192** p. 1553—1555 (1931).

[720] W. Hanle, Über eine Anomalie bei der Polarisation der Ramanstrahlung. Naturw. **19** p. 375 (1931).

[721] G. Herzberg, Ultraviolet absorption spectra of acetylene and formaldehyde. Trans. Faraday Soc. **27** p. 378—384 (1931).

[722] J. H. Hibben, The Raman spectra of formaldehyde, trioxymethylene, ethylene, glycol and of some viscous liquids. J. Amer. Chem. Soc. **53** p. 2418—2419 (1931).

[723] M. E. High and M. L. Pool, Removal of continuous background from Raman spectrum of carbon tetrachloride. Phys. Rev. (2) **38** p. 374—375 (1931).

[724] W. V. Houston and C. M. Lewis, The rotational Raman effect in carbon dioxide. Phys. Rev. (2) **37** p. 227 (1931).

[725] W. V. Houston and C. M. Lewis, Rotational Raman spectrum of CO_2. Proc. Nat. Acad. **17** p. 229—231 (1931).

[726] M. Kaerynska, Über die selektive Anregung der OH-Bande beim Luftnachleuchten und über das Nachleuchten des Kohlendioxyds. C. R. Soc. Pol. de phys. **5** p. 261—266 (1931).

[727] J. Kaplan, Repulsive energy levels in band spectra. Phys. Rev. (2) **37** p. 1406—1412 (1931).

[728] G. B. Kistiakowsky, On the ultraviolet absorption spectrum of acetylene. Phys. Rev. (2) **37** p. 276—278 (1931).

[729] H. P. Knauss, CO bands in the region 2220 to 3300 Å. Phys. Rev. (2) **37** p. 471—472 (1931).

[730] H. P. Knauss and J. C. Cotton, Ultraviolet bands of CO in the electrodeless ring discharge. Phys. Rev. (2) **38** p. 1190—1194 (1931).

[731] A. Langseth, Feinstruktur von Ramanbanden. I. Die Struktur der Ramanbanden des Tetrachlorkohlenstoffs und die Symmetrie des tetravalenten Kohlenstoffatoms. Zs. f. Phys. **72** p. 350—368 (1931).

[732] G. A. Lindsay, Raman lines in X-ray spectra. Nat. **127** p. 305 (1931).

[733] W. Lochte-Holtgreven, Rotationstemperatur von Bandenspektren in Entladungsröhren. II. Zs. f. Phys. **67** p. 590—600 (1931).

[734] P. E. Martin and E. F. Barker, The fundamental vibration bands of CO_2. Phys. Rev. (2) **37** p. 1708—1709 (1931).

[735] L. A. Matheson, Intensity of infrared absorption bands. Phys. Rev. (2) **37** p. 1708 (1931).

[736] R. Mecke, Einige Ergebnisse der photographischen Ultrarotspektroskopie. Zs. wiss. Photogr. **30** p. 77—84 (1931).

[737] B. B. Mooney and H. D. Reid, Ultra-violet absorption spectra of cyanogen halides. Nat. **128** p. 271—272 (1931).

[738] R. S. Mulliken, The red CN bands. Phys. Rev. (2) **38** p. 1075—1077 (1931).

[739] R. S. Mulliken, Interpretation of band spectra. Part IIc. Empirical band types. Rev. Mod. Phys. **3** p. 89—155 (1931).

[740] H. Neufeldt, Struktur von Absorptionskanten leichter Elemente gemessen mit dem Elektronenzählrohr. Zs. f. Phys. **68** p. 659—674 (1931).

[741] H. H. Nielsen and J. R. Patty, Infrared absorption bands in formaldehyde vapor. Phys. Rev. (2) **37** p. 1708 (1931).

[742] L. S. Ornstein and H. Brinkmann, Temperature determination from band spectra. I. Vibrational energy distribution and vibrational transition probalities in the cyanogen $^2\Sigma$—$^2\Sigma$ bandsystem. Proc. Amsterdam **34** p. 33—41 (1931).

[743] L. S. Ornstein and H. Brinkmann, Temperature determination from bandspectra. II. Rotational energy distribution in the cyanogen and AlO-bands and temperature distribution in the arc. Proc. Amsterdam **34** p. 498—504 (1931).

[744] J. R. Patty and H. H. Nielsen, Infrared absorption of formaldehyde vapor. Phys. Rev. (2) **37** p. 472 (1931).

[745] G. Placzek, Intensität und Polarisation der Ramanschen Streustrahlung mehratomiger Moleküle. Zs. f. Phys. **70** p. 84—103 (1931).

[746] G. Placzek und W. R. van Wijk, Polarisationsmessungen am Ramaneffekt von Flüssigkeiten. Zs. f. Phys. **67** p. 582—589 (1931).

[747] J. A. Prins, Beiträge zur Plangitterspektroskopie der ultraweichen Röntgenstrahlen. Zs. f. Phys. **69** p. 618—636 (1931).

[748] E. Rudberg, The K-lines of the light elements. Remark on a paper by M. Söderman. Phil. Mag. (7) **11** p. 1248—1250 (1931).

[749] E. Rudberg, Soft X-rays and secondary electrons. Stockholm, Handlingar (3) **7** p. 145 (1931).

[750] W. W. Sleator, New absorption bands of ammonia methylbromide, methyliodide and carbon dioxide in the infrared spectrum. Phys. Rev. (2) **38** p. 147—151 (1931).

[751] S. C. Sirkar, The influence of exciting frequency on the intensities of lines in Raman spectra. Indian J. of Phys. **6** p. 133—146 (1931).

[752] H. D. Smyth and T. C. Chow, Regularities in an emission spectrum of CO_2. Phys. Rev. (2) **37** p. 1023 (1931).

[753] H. D. Smyth and T. C. Chow, A further study of the emission spectrum of CO_2. Phys. Rev. (2) **37** p. 1710 (1931).

[754] H. D. Smyth, Emission spectrum of carbon dioxide. Phys. Rev. (2) **38** p. 2000—2015 (1931).

[755] B. Svensson, Beiträge zu den Versuchen den Starkeffekt in Bandenspektren experimentell nachzuweisen. Zs. f. Phys. **71** p. 450—453 (1931).

[756] H. Schüler, Hyperfeinstrukturen und Kernmoment. Phys. Zs. **32** p. 667—670 (1931).

[757] J. Strong, Investigations in the spectral region between 20 and 40 μ. Phys. Rev. (2) **37** p. 1565—1572 (1931).

[758] E. Teller und L. Tisra, Zur Deutung des ultraroten Spektrums mehratomiger Moleküle. Zs. f. Phys. **73** p. 791—813 (1931).

[759] M. Trautz und A. v. Dechend, Über die Lichtbrechung in H_2, O_2 und CO_2 und ihren Temperaturkoeffizienten. Zs. f. techn. Phys. **12** p. 243—249 (1931).

[760] W. W. Watson and E. Parker, Vibrational quantum analysis of the ultraviolet SO_2 and CS_2 absorption. Phys. Rev. (2) **37** p. 1013 (1931), Abstr.

[761] R. V. Zumstein and D. S. Marston, Wave-length standards in the spectra of carbon and tin in the Schumann region. Phys. Rev. (2) **38** p. 305—309 (1931).

[762] A. Dadieu und K. W. F. Kohlrausch, Ramaneffekt und Molekülbau einiger einfacher organischer Substanzen. Phys. Zs. **33** p. 165—172 (1932).

[763] F. A. Jenkins, Y. K. Roots and R. S. Mulliken, Red CN band system. Phys. Rev. (2) **39** p. 16—42 (1932).

[764] J. S. Moorhead, Near infrared absorption spectrum of methane. Phys. Rev. (2) **39** p. 83—89 (1932).

[765] R. S. Mulliken, Interpretation of band spectra, Part III. Rev. Mod. Phys. **4** p. 1—86 (1932).

[766] E. O. Salant, Isotope effects in polyatomic molecules. Phys. Rev. (2) **39** p. 161—162 (1932).

[767] H. D. Smyth, Spectrum of carbon dioxide II. Electron levels. Phys. Rev. (2) **39** p. 380—382 (1932).

[768] P. Swings and O. Struve, Bands of CH and CN in stellar spectra. Phys. Rev. (2) **39** p. 142—151 (1932).

[769] F. J. Lauer, Spektroskopische Vorgänge in Explosionszonen von Methan und anderen Kohlenwasserstoffen (im Druck) (1932).

1. Linienspektra.

Bis zum Jahre 1921 waren nur zwei sichere und vielleicht ein Dutzend unsichere Linien des C-Spektrums zu verzeichnen. Seitdem sind mehrere hundert Linien bekannt, die sogar meist bei C I, C II, C III, C IV eingeordnet sind. Den Anstoß zu diesem gewaltigen Fortschritt verdankt man Millikan und seinen Mitarbeitern, namentlich Bowen. Es zeigte sich, daß vornehmlich bei den leichtesten Elementen der Schlüssel in den ganz kurzen Wellenlängen liegt. Den Weg zu ihnen hatte Schumann angebahnt, Lyman ihn verfolgt, dann Millikan in den Jahren 1920 und 1921 ihn erheblich fortgesetzt [267, 272, 277], ebenso andere, bis neuestens Ericson und Edlén [641, 642, 643, 646, 712, 713, 714] ihn zum heutigen Ende geführt haben. Zwar hatte schon vor Millikan Wolf [226] einen kleinen Vorstoß in dies Gebiet gemacht, hatte aber bis λ 1653 nur 7 Linien bei C angegeben, unter denen noch 2 falsche sind, und McLennan hatte nach einer ersten unsichere Ergebnisse liefernden Arbeit [264] eine zweite [265] geliefert, die bis λ 1464 reicht, 11 Linien enthält, darunter 2 falsche, aber nach der ersten Arbeit kaum Vertrauen erwecken konnte. Dann brachte Millikan [272] etwa 100 Linien, die bis λ 360 reichen, und durch die große Zuverlässigkeit, mit der fremde Linien eliminiert sind, ausgezeichnet sind.

Nun setzt eine rege Tätigkeit ein; zahlreiche Beobachter haben entweder das ganze Spektrum durchmessen, oder einzelne Liniengruppen, haben entweder größere Genauigkeit zu erreichen gesucht oder die Einordnung in die verschiedenen Ionisations-

stufen. Es seien hier genannt: Simeon [355], Hopfield und Leifson [340], Hutchinson [343], Merton und Johnson [346], Fowler [365], Lang [371], Millikan und Bowen [379, 393, 394], Johnson [406], Bowen und Ingram [427], Hopfield und Dieke [461], Smith und Laird [468], Bowen [475, 566], Hoag [487], Ryde [510], Jog [595], Fowler und Selwyn [524, 525], Ingram [593], Edlén und Ericson [641—644, 646, 712—714], Paschen und Kruger [679]. Der Inhalt dieser Arbeiten wird an den betreffenden Stellen näher angegeben.

CI. Merton und Johnson [346] gelang zuerst die Auffindung einer größeren Anzahl von Linien, die zu C I gehören. In ein weites Geißlerrohr wird neben He von 20 mm Druck eine Spur von CO gebracht, dann O und H soviel wie möglich beseitigt. Mit schwacher Entladung ohne Kondensator tritt dann das Bandenspektrum der Kometenschweife (siehe weiter unten) kräftig auf. Schaltet man nun Kondensator und Funkenstrecke ein, so verschwinden diese Banden, dafür treten Banden und Linien von He auf und neue bisher nicht bekannte Linien. Sie werden als Linien von C gedeutet. Da aber die schon bekannten Funkenlinien von C II ganz fehlen oder nur gelegentlich schwach auftreten, halten sie jene für Linien von C I. Die Messungen erstrecken sich über das Gebiet von λ 7116 bis λ 4212. Etwas später ergänzt Johnson [406] diese Untersuchung, indem er genauer zu messen sucht und die Messung bis λ 2354 ausdehnt. Zu diesen Linien, die sich in der unten folgenden Tabelle finden, ist also zu bemerken, daß sie nicht absolut sicher zu C I gehören, soweit sie nicht später eingeordnet worden sind.

Einen anderen Weg zur Erzeugung von C I findet Ryde [510]: verwendet man Kohlebogen mit sehr starken Strömen — er geht bis zu 250 Amp. —, so entsteht eine große Flamme zwischen den Kohlen, welche die Linien von N I, O I, Ar I und Kohlelinien zeigt — namentlich am negativen Pol —, welche im wesentlichen identisch sind mit denen von Merton und Johnson, also zu C I gehören. Das Spektrum ist noch freier von Funkenlinien, als das Mertonsche. Die Linien sollen zum Teil sehr stark nach Rot verschoben sein, bei N bis zu 2 A. Mit Vollkohlen erhält man bei diesen starken Strömen einen sehr unstetigen Bogen, aber er brennt ruhig, wenn man als Kathode eine mit CaF_2 gefüllte nimmt. — Ryde mißt zwischen λ 6828 und λ 1931; die Wellenlängen sind wegen der möglichen Verschiebungen nicht sehr sicher. Er gibt neben einer Tabelle, die seine Messungen mit denen von Merton und Johnson vergleicht, eine andere mit Linien unbekannten Ursprungs, in der noch mehrere Kohlelinien stecken mögen. Sie ist aber hier nicht abgedruckt.

Bowen [475] macht den Anfang mit einer Ordnung des Spektrums, indem er im Schumanngebiet 3 enge Tripletts herausfindet. Ihm folgen mit der ersten eingehenden Untersuchung des ganzen Spektrums Fowler und Selwyn [524]. Sie machen eigene Beobachtungen mit beiden genannten Methoden und auch mit Geißlerröhren, die mit CO_2 von 20 mm Druck gefüllt sind. Sie dehnen auch das Spektrum bis ins Ultrarot aus, bis λ 10119, verwenden aber vielfach fremde Messungen, die genauer sind, von Merton und Johnson und im Schumanngebiet von Bowen und Millikan, welche durch eigene ergänzt werden. Sie finden noch Tripletts, Singuletts und Multipletts, geben eine Liste von Termen, eine andere von unbekannten Linien. Im ganzen sind etwa 30 Linien eingeordnet, aber das Spektrum ist noch weit entfernt davon, gut bekannt zu sein. Eine Vergleichung zwischen C I, N II, O III beschließt die Arbeit.

Sawyer und Martin [417] untersuchen das Spektrum des Vakuumbogens zwischen λ 2200 und λ 6600. Das Spektrum zeigt mit wenigen Ausnahmen die von Eder und Valenta im Kohlefunken erhaltenen Linien, ungefähr 25. Die von Fowler als C^+ bezeichneten Linien erscheinen stark. Einige neue Linien werden als Dubletts gemessen.

Rudy [465] teilt einige Kombinationen von Triplett und Singulettermen von C I mit.

Einen weiteren Fortschritt bringt Ingram [593]. Auch er benutzt die Bogenflamme hoher Stromstärke (125 Amp.), da sie besonders günstig für lange Wellen ist, mißt mit Thermosäule und Gitter zwischen λ 9060 und λ 14777. Er meint seine Fehlergrenze betrage etwa 2,0 A. Er kann neue Terme feststellen, eine ganze Anzahl Linien einordnen, Fowler und Selwyns Ordnung bestätigen.

Als letzter ist Jog [595] zu nennen; auch er benutzt die Bogenflamme, mißt von λ 2390 bis λ 1931, merkwürdiger Weise nach Rowlandschen Normalen, wodurch seine Zahlen von vornherein ungenau werden. Er findet in der Flamme keine Linien von C IV, C III, C II (bis auf λ 2837), es muß also ein reines Bogenspektrum sein. Von seinen Linien klassifiziert er 16 als Kombinationen und 11 von anderen gemessene.

Hopfield [656] teilt mit, daß er bei kurzen Wellenlängen das Spektrum von C I wesentlich habe bereichnern können, indem er drei Serien von Multipletts gefunden habe, die an gleicher Stelle auslaufen, etwa λ 1100. Er gibt auch einige provisorische Zahlen, die aber hier nicht aufgenommen worden sind. Zu gleicher Zeit haben Paschen und Kruger [679] diese Serien in viel genauerer Weise untersucht. Sie erzeugen das Spektrum mit Hohlkathode aus Kohle oder Wolfram, durch welche He durchströmt. Die zahlreichen Tripletts gestatten eine Bestimmung der Grundterme und eine Verbesserung einiger der Terme von Fowler und Selwyn [524], so daß der Gewinn für das Spektrum von C I sehr wesentlich ist.

Im Bereiche von λ 2000—λ 1500 wurden von Zumstein und Marston [761] neun starke Linien von C I auf 0,02 Å genau gemessen durch direkten Vergleich mit dem Eisenspektrum. Sie können als Vergleichsnormalen benutzt werden. Ihre Wellenlängen sind 1930.93 (10), 1658.12 (2), 1657.90 (2), 1657.37 (2), 1656.97 (4), 1656.27 (2), 1561.39 (10), 1560.69 (8), 1560.30 (5).

Durch alle diese Arbeiten sind im Spektrum des C I nahezu 200 Linien eingeordnet, Singuletts, Tripletts, Multipletts, Kombinationen gefunden worden; es fehlt aber, namentlich für mittlere Wellenlängen, sehr viel. Alle diese Messungen sind in der folgenden Tabelle 1 vereinigt; aber es mögen in ihnen manche falsche Linien stecken, andererseits in den Tabellen unbekannter Linien von Johnson und Fowler richtige C I Linien enthalten sein. — Die eingeordneten Linien sind durch die abgekürzten Namen des Einordners bezeichnet; dabei bedeutet B = Bowen, F = Fowler und Selwyn, I = Ingram, P = Paschen und Kruger. Tabelle 1a gibt das Termsystem von C I nach [679].

C II. Den ersten Beitrag zu einer Einordnung von Linien in C II geben Hopfield und Dieke [461]. Sie suchen bei den elektrisch sich entsprechenden Atomen S I, C II, A III, K IV eine PP′-Gruppe heraus und geben für die entsprechenden 6 Linien von C II die Schwingungszahlen an, welche wir für die Tabelle in Wellenlängen umgerechnet haben. Dann folgt Fowler [365], dem einige Paare unter den schon ge-

Tabelle 1. C I.

E	Kombinationen		Fowler u. Selwyn [524]	Ingram [593]	Merton u. Johnson [346]	Johnson [406]	Ryde [510]
J	1) $3p^3P_2 - 4s^3P_2$	14779	—	9.8 10	—	—	—
J	$3p^3P_2 - 3d^3D_2$	441	—	1.1 60	—	—	—
J	$3p^3P_2 - 3d^3D_3$	418	—	8.2 900	—	—	—
J	$3p^3P_1 - 3d^3D_2$	399	—	9.6 300	—	—	—
J	$sp^{3\,3}D_2 - 3p^3P_1$	13742	—	2.3 5	—	—	—
J	$sp^{3\,3}D_3 - 3p^3P_2$	696	—	6.5 10	—	—	—
J	$3p^3S_1 - 4s^3P_1$	557	—	7.5 60	—	—	—
J	$3p^3S_1 - 4s^3P_2$	500	—	0.2 100	—	—	—
J	$3p^3P_2 - 3d^3P_2$	12614	—	4.8 200	—	—	—
J	$3p^3P_2 - 3d^3P_1$	602	—	2.6 40	—	—	—
J	$3p^3P_1 - 3d^3P_2$	582	—	2.3 40	—	—	—
J J	$3p^3P_1 - 3d^3P_1$ $3p^3P_1 - 3d^3P_0$	565	—	5.0 30	—	—	—
J	$3p^3P_0 - 3d^3P_1$	551	—	1.0 50	—	—	—
J J J	$4s^3D_3 - 4s^3P_2$ $4p^3D_1 - 4s^3P_0$? $4s^3D_2 - 4s^3P_1$	11894	—	4.9 200	—	—	—
J	$3p^3D_1 - 4s^3P_1$	863	—	3.0 15	—	—	—
J	$3p^3D_2 - 4s^3P_2$	849	—	9.3 10	—	—	—
J	$3p^3D_3 - 3d^3F_3$?	801	—	1.8 10	—	—	—
J J	$3p^3D_3 - 3d^3F_4$? $3p^3D_2 - 3d^3F_3$?	754	—	4.0 600	—	—	—
J	$3p^3D_1 - 3d^3F_2$?	747	—	7.5 300	—	—	—
J	$3p^3S_1 - 3d^3P_2$	667	—	7.1 100	—	—	—
J	$3p^3S_1 - 3d^3P_1$	656	—	6.0 200	—	—	—
J	$3p^3S_1 - 3d^3P_0$	652	—	2.5 100	—	—	—
J	$3s^3P_2 - 3p^3D_1$?	10758	—	8.2 12	—	—	—
J	$3s^3P_2 - 3p^3D_2$	729	—	9.2 125	—	—	—
J	$3s^3P_1 - 3p^3D_1$	707	—	7.5 100	—	—	—
J	$3s^3P_2 - 3p^3D_3$	690	—	0.5 600	—	—	—
J	$3s^3P_0 - 3p^3D_1$ $3s^3P_1 - 3p^3D_2$	683	—	3.0 500	—	—	—
F	$3s^1P_1 - 3p^1P_1$?	119	—	—	—	—	—
F, J	$3s^3P_2 - 3p^3S_1$?	9661	—	57.5 250	—	—	—
F, J	$3s^3P_2 - 3p^3S_1$?	23	—	20.4 125	—	—	—
J	$3s^3P_0 - 3p^3S_1$	02	—	2.8 60	—	—	—
F	$3p^1D_2 - 3d^1P_1$	07	—	—	—	—	—
F, J	$3s^3P_1 - 3p^3P_1$	9111	4 2	1.0 150	—	—	—
F, J	$3s^3P_2 - 3p^3P_2$	9094	5 5	4.7 500	—	—	—
F, J	$3s^3P_1 - 3p^3P_0$	88	5 1	8.4 200	—	—	—
F, J	$3s^3P_1 - 3p^3P_1$	78	1 1	7.8 150	—	—	—
F, J	$3s^3P_1 - 3p^3P_2$ $3s^3P_0 - 3p^3P_1$	61	8 4	0.6 350	—	—	—
F	$3p^1D_2 - 3d^1D_2$?	8336	4 5	—	—	—	—
	—	7116	—	—	6.1 0	—	—
	—	6828	—	—	8.5 0	—	8.6 2u
	—	6587	—	—	7.6 4	7.75 4	—

1) Die Intensitäten bei Ingram sind Galvanometerausschläge.

E	Kombinationen	λ	Fowler und Selwyn [524]		Merton u. Johnson [346]		Johnson [406]		Ryde [510]	
	—	6583	—		—		3.02?	1	2.8?	0
	—	77	—		7.8?	4	8.16?	0	7.3?	0
	—	5554	—		4.7	0	—		—	
	—	45	—		5.4	0	—		—	
	—	40	—		0.2	0	—		—	
	—	12	—		2.7	0	—		—	
	—	01	—		1.0	0	—		—	
	—	5469	—		9.2	0	—		—	
F	$3s\,^1P_1 - 4p\,^1D_2$	5380	242	8	0.25	8	0.242	8	0.55	9
F	$3s\,^1P_1 - 4p\,^1S_0$	5052	122	6	2.08	6	2.122	6	2.30	15
F	$3s\,^3P_2 - 4p\,^3D_3$	41	66	3	1.66	3	—		1.61	1
F	$3s\,^3P_1 - 4p\,^3D_2$	39	05	3	9.0	3	9.05	3	9.09	2n
F	$3s\,^3P_0 - 4p\,^3D_1$	35	75	0	5.65	0	5.75	0	—	
	—	23	—		3.9	1	3.79	1	3.71	1u
F	$3s\,^1P_1 - 4p\,^1P_0$	4932	00	5	1.99	5	2.00	5	2.22	5
	—	10	—		0.4	0	—		—	
	—	4879	—		9.8	0	9.86	0	0.0	0U
	—	47	—		7.78	0	7.78	0	—	
F	$3s\,^3P_2 - 4p\,^3S_1$	4826	73	1	6.73	0	6.73	0	6.89	1
F	$3s\,^3P_1 - 4p\,^3S_1$	17	33	1	7.32	1	7.33	1	7.32	1
F	$3s\,^3P_0 - 4p\,^3S_1$	12	84	1	—		—		—	
	—	06	—		6.05	1	5.95	1	fehlt	
F	$3s\,^3P_2 - 4p\,^3P_1$	4775	87	3	5.87	3	5.87	3	5.98	4
F	$3s\,^3P_2 - 4p\,^3P_2$	71	72	4	1.71	4	1.72	4	1.72	10
F	$3s\,^3P_1 - 4p\,^3P_0$	70	00	2	9.99	2	0.00	2	0.15	4
F	$3s\,^3P_1 - 4p\,^3P_1$	66	62	2	6.7	2	6.62	2	6.60	3
F	$3s\,^3P_1 - 4p\,^3P_2$ $3s\,^3P_0 - 4p\,^3P_1$	62	41	4	2.40	4	2.41	4	2.37	8
	—	58	—		—		8.78	2	fehlt	
	—	57	—		—		7.59	1	fehlt	
	—	4371	—		1.35	4	1.33	4	1.44	4
	—	52	—		—		2.1	1	2.01	0
	—	48	—		—		8.07	4	8.09	0
	—	12	—		2.5	3	2.4	3	—	
	—	04	—		4.0	2	3.8	1	verdeckt	
	—	01	—		1.7	0	—		—	
	—	4297	—		7.9	0	—		—	
	—	94	—		4.7	0	—		—	
	—	94	—		4.4	0	—		—	
	—	92	—		2.3	0	—		—	
	—	87	—		7.0	0	—		—	
	—	69	—		9.03	2	8.99	2	—	
	—	36	—		—		6.0	2u	—	
	—	31	—		1.35	1	—		1.40	0
	—	28	—		8.33	1	8.28	1	verdeckt	
	—	13	—		3.71	1	—		—	
	—	12	—		2.93	1	2.90	1	—	
	—	12	—		2.34	1	2.36	1	—	
	—	4160	—		—		0.4	1u	—	
	—	4072	—		—		2.6	0u	—	

E	Kombinationen	λ	Fowler u. Selwyn [524]	Johnson [406]	Ryde [510]	Paschen [679] λ vac	Jog [595]
	—	4065	—	5.1 2	fehlt	—	—
	—	64	—	4.2 1	fehlt	—	—
	—	3942	—	2.4 0	—	—	—
	—	30	—	0.2 2	—	—	—
	—	04	—	4.4 2u	—	—	—
	—	3757	—	7.1 3	—	—	—
	—	53	—	3.5 1u	—	—	—
	—	29	—	9.6 2	fehlt	—	—
	—	3607	—	7.0 1u	fehlt	—	—
	—	04	—	4.1 1u	fehlt	—	—
	—	3592	—	2.6 1	fehlt	—	—
	—	49	—	9.0 0	—	—	—
	—	3491	—	1.45? 3	1.86? 2	—	—
	—	89	—	9.3? 2	—	—	—
	—	3383	—	3.8 0u	—	—	—
	—	70	—	0.5 4	fehlt	—	—
	—	22	—	2.4 0	—	—	—
	—	18	—	8.0 0	—	—	—
	—	14	—	4.3 0	—	—	—
	—	3158	—	8.6 2	verdeckt	—	—
	—	2947	—	7.4 1	verdeckt	—	—
	—	30	—	—	—	—	0.6
	—	24	—	—	—	—	4.7?
	—	09	—	—	—	—	9.4
	—	2892	—	—	—	—	2.6?
	—	81	—	—	—	—	1.5?
	—	51	—	—	—	—	1.
	—	00	—	—	—	—	0.8
	—	2794	—	—	—	—	4.7
	—	08	—	—	—	—	8.9
	—	2699	—	—	—	—	9.9
	—	88	—	—	—	—	8.4
	—	76	—	—	—	—	6.0
	—	61	—	1.7 0u	—	—	—
	—	60	—	0.3? 1	verdeckt	—	—
	—	29	—	—	—	—	9.6
	—	2598	—	—	—	—	8.3?
	—	90	—	—	—	—	0.9?
P	$2p^1S — 3s^3P_1$	83	—	2.9 2	2.94 3	3.65 1	2.3
	—	67	—	7.7 0	—	—	—
	—	28	—	—	—	—	8.9?
	—	23	—	—	—	—	3.3?
	—	15	—	5.15 1	fehlt	—	4.0
Jog	$^1\bar{S}_0 — ^3\bar{P}_1$	07	—	—	—	—	7.7
	—	2498	—	—	—	—	8.3?
P F	$2p^1S — 3s^1P$ $3p^1S_0 — 3s^1P_0$	78	525 10	8.525 10	8.50 100	9.322 10	9.8
	—	39	—	9.6 0	—	—	—
	—	35	—	—	—	—	5.5?
	—	13	—	3.9 0	—	—	—

E	Kombinationen		Fowler u. Selwyn [524]	Johnson [406]	Ryde [510]	Paschen [679]	Jog [595]
	—	2354	—	4.12 1	—	—	4.6
	—	22	—	—	—	—	2.5?
	—	12	—	—	—	—	2.9
	—	2217	—	—	—	—	7.4
	—	11	—	—	—	—	1.6
	—	08	—	—	—	—	8.4
	—	2190	—	—	—	—	0.5?
	—	48	—	—	—	—	8.8?
	—	20	—	—	—	—	0.0?
	—	2047	—	—	—	—	7.3
	—	29	—	—	—	—	9.2
	—	28	—	—	—	—	8.5
Jog	$^1\bar{P}_1$—$^3\bar{D}_2$	27	—	—	—	—	7.4
	—	24	—	—	—	—	4.4
Jog	$^1\bar{P}_1$—$^3\bar{D}_1$	23	—	—	—	—	3.0
	—	21	—	—	—	—	1.7?
	—	20	—	—	—	—	0.0?
Jog	$^3\bar{P}_2$—$^3\bar{D}_3$	16	—	—	—	—	6.3
	—	15	—	—	—	—	5.3
	—	14	—	—	—	—	4.0
	—	12	—	—	—	—	2.8
	—	11	—	—	—	—	1.6
	—	10	—	—	—	—	0.4
Jog	$^3\bar{P}_2$—$^3\bar{D}_2$	09	—	—	—	—	9.3
Jog	$^3\bar{P}_1$—$^3\bar{D}_2$	07	—	—	—	—	7.7
	—	06	—	—	—	—	6.4
Jog	$^3\bar{P}_2$—$\bar{D}_1$	05	—	—	—	—	5.2
	—	03	—	—	—	—	3.9
Jog	$^3\bar{P}_0$—$^3\bar{D}_1$	02	—	—	—	—	2.6
P	$2p^1D$—$3s^3P$ }	02	—	—	—	—	2.0
Jog	$^1\bar{P}_1$—$^3P_1$ }	1993	—	—	—	3.65 2	3.3
Jog	$^3\bar{P}_2$—$^3P_2$	79	—	—	—	—	9.6
Jog	$^3\bar{P}_1$—$^3P_2$	77	—	—	—	—	7.8
Jog	$^3\bar{P}_2$—$^3P_1$	75	—	—	—	—	5.6
Jog	$^3\bar{P}_1$—$^3P_1$	73	—	—	—	—	3.9
Jog	$^3\bar{P}_0$—$^3\bar{P}_1$	73	—	—	—	—	3.0
Jog	$^1\bar{D}_2$—$^3\bar{P}_2$	48	—	—	—	—	8.2
Jog	$^1\bar{D}_2$—$^3\bar{P}_2$	46	—	—	—	—	6.6
P, F	$2p^1D$—$3s^1F$ / $2p^1D_2$—$4_2s^1P_1$ }	31	0.27 20	—	0.6 30	0.930 10	—[1]
Jog	$^1\bar{S}_0$—$^3\bar{P}_1$	1826	—	—	—	—	6.0
Jog	$^1\bar{S}_0$—$^1\bar{P}_1$	13	—	—	—	—	3.7
P	$2p^1S$—$(2p)^{31}P$	1765	—		—	5.4 0	5.1
P	$2p^1S$—$3d^1P$	64	—		—	4.0 0	—
P, F	{ $2p^1S$—$4s^1P$ / $2p^1S$—$3d^1P_1$ }	51	—	Bowen [475]	—	1.9 8	—
Jog	$^1S_0$—3^3S_1	21	—		—	—	1.5
B	2^3P_2—$3s^3P_1$	1658	13 2	8.13 2	—	8.13	—
B	$3p^3P_1$—$3s^3P_0$	57	92 2	7.92 2	—	7.92	—
B	$2p^3P_1$—$3s^3P_1$	57	73 2	7.37 2	—	7.73	—

E	Kombination		Fowler u. Selwyn [524]		Bowen [475]		Paschen [679]		Jog [595]
B	$2p^3P_2—3s^3P_2$	1657	01	3	7.01	3	7.01		—
B	$2p^3P_1—3s^3P_2$	56	27	2	6.27	2	6.27		—
B	$2p^1S—5s^1P$	03	10	3	—		2.984	5	—
B	$2p^3P_2—2p^3D_3$	1561	381	5	1.381	5	1.381		—
B	$2p^3P_1—2p^3D_2$	60	660	4	0.660	4	0.660		—
P	$2p^3P_0—2p^1D_1$	60	267	3	0.267	3	0.267		—
P	$2p^1S—6s^1P_1$	42	—		—		2.202	2	—
P	$2p^1S—7s^1P$	10	—		—		0.924	$\frac{1}{2}$	—
Jog	$^1D_2—^1P_1$	01	—		—		—		1.9
P	$2p^1D—3d^1F$	1481	—		—		1.771	7	—
P	$2p^1D—4s^3P_1$	72	—		—		2.3	0	—
P	$2p^1D—(2p)^{31}D$	70	—		—		0.20	0	—
P, Jog	$2p^1D—(2p)^{31}P_1$	68	—		—		8.5	0	8.5
P	$2p^1D—3d^1P$	67	—		—		7.450	3	—
P, F	$2p^1D—3d^1D$	63	43	5	—		3.328	6	—
P, F	$2p^1D—4s^1P$	59	15	3	—		9.054	2	—
F	$2p^1D_2—4d^1P_1$?	54	34	1	—		—		—
Jog	$^1\bar{D}_3—^1D_2$	32	—		—		—		2.6
P	$2p^1D—4d^1F$	1364	—		—		4.140	6	—
P	$2p^1D—4d^3F_2$	59	—		—		9.329	2	—
P	$2p^1D—4d^3F_3$	59	—		—		9.131	1	—
P	$2p^1D—4d^1P$	57	—		—		7.058	3	—
P	$2p^1D—4d^1D$	55	—		—		5.825	6	—
B	$2p^3P_2—2p^1P$	29	583	4	9.583	4	9.583		—
B	$2p^3P_1—2p'^3P$	29	100	4	9.100	4	9.100		—
B	$2p^3P_0—2p^1P$	28	839	3	8.839	3	8.839		—
Jog	$^3\bar{P}_1—^1\bar{P}_1$	22	—		—		—		2.6
P	$2p^1D—5d^1F$	15	—		—		5.903	4	—
P	$2p^1D—5X$	13	—		—		3.471	6	—
P	$2p^1D—5d^3F_2$?	12	—		—		2.261	2	—
P	$2p^1D—5d^1P$	11	—		—		1.985	2	—
P	$2p^1D—5d^1D$	11	—		—		1.374	8	—
P	$2p^1D—6s^1P$	10	—		—		0.646	4	—
	$^3P_1—X$	1296	—		—		—		6.7
P	$2p^1D—6d^1F$	91	—		—		1.380	1	—
P	$2p^1D—6X$	89	—		—		9.983	3	—
P	$2p^1D—5d^1P$	88	—		—		8.633	2	—
P	$2p^1D—6d^1D$	88	—		—		8.445	5	—
P	$2p^1D—7s^1P$	88	—		—		8.055	1	—
P	$2p^3P_2—4s^3P_1$	80	—		—		0.892	4	—
P	$2p^3P_1—4s^3P_0$	80	—		—		0.646	2	—
P	$2p^3P_2—4s^3P_2$	80	—		—		0.355	6	—
P	$2p^3P_0—4s^3P_1$	80	—		—		0.154	2	—
P	$2p^3P_1—4s^3P_2$	79	—		—		9.898	5	—
P	$2p^3P_2—(2p)^{31}D$	79	—		—		9.251	6	—
P	$2p^2P_3—3d^3D_2$	77	—		—		7.766	3	—
P, F	$2p^3P_2—3d^3D_3$	77	54	3	—		7.617	10	—
P, F	$2p^3P_1—3d^3D_2$	77	26	2	—		7.280	9	—
P	$2p^3P_0—3d^3D_1$	77	—		—		7.154	2	—
P	$2p^1D_2—7d^1D$	75	—		—		5.021	5	—

E	Kombinationen		Fowler u. Selwyn [468]	Paschen [679]	Jog [595]
P	$2p\,^1D_2 - 8s\,^1P$	1274	—	4.880 2	—
P	$2p\,^3P_2 - 3d\,^1D$[1]	74	—	4.131 5	—
Jog	$^3P_1 - {}^3S_1$[2]	72	—	—	2.9
P, Jog	$\left\{\begin{array}{l} 2p\,^1D - 8X \\ ^3P_1 - {}^1D_1 \end{array}\right\}$	67	—	7.633 1	8.6
	$2p\,^1D - 8d\,^1D$	66	—	6.449 3	—
F, P	$2p\,^3P_2 - 3d\,^3P_2$	61	57 2	1.586 8	—
P	$2p\,^3P_1 - 3d\,^3P_2$	61	—	1.146 7	—
F, P	$2p\,^3P_1 - 3d\,^3P_1$	60	99 1	0.993 6	—
F, P	$2p\,^3P_0 - 3d\,^3P_1$	60	75 0	0.745 4	—
P	$2p\,^1D - 3d\,^1D$	60	—	0.670 2	—
	—	59	—	9.546 3	—
P	$2p\,^1D - 10X$	57	—	7.218 2	—
P	$2p\,^1D - 11X$	53	—	3.880 $1\frac{1}{2}$	—
P	$2p\,^1D - 11d\,^1D$	53	—	3.538 $\frac{1}{2}$	—
P	$2p\,^3P_1 - 4d\,^1F$?	1197	—	7.812 $\frac{1}{2}$u	—
P	$2p\,^3P_2 - 5s\,^3P_1$	94	—	4.656 5	—
P	$2p\,^3P_1 - 5s\,^3P_0$	94	—	4.494 7	—
P	$2p\,^3P_1 - 5s\,^3P_1$	94	—	4.291 2	—
P	$2p\,^3P_2 - 5s\,^3P_2$	94	—	4.094 5	—
P	$2p\,^3P_0 - 5s\,^4P_1$	94	—	4.027 5	—
P	$2p\,^3P_1 - 5s\,^3P_2$	93	—	3.738 4	—
P	$2p\,^3P_2 - 4d\,^3D_2$	93	—	3.460 3	—
P	$2p\,^3P_2 - 4d\,^3D_3$	93	—	3.284 10	—
P	$2p\,^3P_1 - 4d\,^3D_2$	93	—	3.005 8	—
P	$2p\,^3P_0 - 4d\,^3D_1$	92	—	2.923 2	—
P	$2p\,^3P_1 - 4d\,^1P$?	92	—	2.480 2	—
P	$2p\,^3P_2 - 4d\,^1D$	91	—	1.855 1	—
P	$2p\,^3P_2 - 4d\,^3P_2$	89	—	9.660 6	—
P	$2p\,^3P_2 - 4d\,^3P_1$	89	—	9.556 4	—
P	$2p\,^3P_1 - 4d\,^3P_1$	89	—	9.074 3	—
P	$2p\,^3P_0 - 4d\,^3P_1$	88	—	8.935 1	—
P	$2p\,^3P_1 - 6s\,^3P_1$	59	—	9.004 5	—
P	$2p\,^3P_2 - 6s\,^3P_2$	58	—	8.729 3	—

E	Kombinationen		Paschen [679]
P	$2p\,^3P_1 - 6s\,^3P_2$ }	1158	8.398 2
P	$2p\,^3P_2 - 5d\,^3D_2$ }		
P	$2p\,^3P_2 - 5d\,^3D_3$	58	8.107 8
P	$2p\,^3P_1 - 5d\,^3D_2$	58	8.017 7
P	$2p\,^3P_0 - 5d\,^3D_1$	57	7.825 3
P	$2p\,^3P_2 - 5d\,^1P$	57	7.391 2
P	$2p\,^3P_2 - 5d\,^1D$	57	7.333 1
P	$2p\,^3P_2 - 5d\,^3P_2$	56	6.619 5
P	$2p\,^3P_2 - 5d\,^3P_1$?	56	6.502 1
P	$2p\,^3P_1 - 5d\,^3P_1$	56	6.059 2
P	$2p\,^3P_0 - 5d\,^3P_1$	55	5.839 1
P	$2p\,^3P_2 - 6d\,^1F$?	41	1.705 1
P	$2p\,^3P_1 - 7s\,^3P_1$	40	0.688 3
P	$2p\,^3P_2 - 7s\,^3P_2$	40	0.391 1
P	$2p\,^3P_1 - 7s\,^3P_2$	40	0.070 1
P	$2p\,^3P_2 - 6d\,^3D_3$	39	9.894 7
P	$2p\,^3P_1 - 6d\,^3D_2$	39	9.794 6
P	$2p\,^3P_2 - 6d\,^3P_2$	39	9.142 2
P	$2p\,^3P_2 - 6d\,^3P_1$	39	9.037 1
P	$2p\,^3P_1 - 6d\,^3P_1$	38	8.625 1
P	$2p\,^3P_0 - 6d\,^3P_1$	38	8.506 $\frac{1}{2}$
P	$2p\,^3P_1 - 8s\,^3P_1$	29	9.927 1
P	$2p\,^3P_2 - 8s\,^3P_2$	29	9.626 1
P	$2p\,^3P_2 - 7d\,^3D_3$	29	9.161 6
P	$2p\,^3P_2 - 7d\,^3P_2$	28	8.748 1
P	$2p\,^3P_1 - 7d\,^3P_1$	28	8.277 $\frac{1}{2}$
P	$2p\,^3P_1 - 9s\,^3P_1$	23	3.154 $\frac{1}{2}$
P	$2p\,^3P_2 - 9s\,^3P_2$	22	2.776 1
P	$2p\,^3P_2 - 8d\,^3D_3$	22	2.325 4
P	$2p\,^3P_2 - 8d\,^3P_2$	22	2.179 1
P	$2p\,^3P_2 - 10s\,^3P_2$	18	8.153 $\frac{1}{2}$
P	$2p\,^3P_2 - 9d\,^3D_3$	17	7.706 3
P	$2p\,^3P_2 - 10d\,^3D_3$	14	4.414 2
P	$2p\,^3P_2 - 11d\,^3D_3$	12	2.051 $\frac{1}{2}$

[1]) Diese Linie haben Bowen u. Millikan [394] irrtümlich als C III geführt. Sie geben: 1930.98; Bowen u. Ingram [427] geben 1931.029, aber das ist zweifellos zu hoch; Selwyn [617] gibt 1930.95, ebenso andere.

[2]) Jog bezeichnet diese und die folgenden Linien seiner Tabelle als „already obtained“. Die Bedeutung ist unverständlich, da seine Linie sonst nicht gemessen sind.

Tabelle 1a.

Termsystem von C I [679].

$(2s)^2(2p)^2$	$2p\,^3P_2$ — 90836 $2p\,^3P_1$ — 90863.5 $2p\,^3P_1$ — 90878.3	$2p\,^1D_2$ — 80686	$2p\,^1S_0$ — 69231

		n = 3	4	5	6	7	8	9	10
$(2s)^2 2pns$	$^3P_2$	30486.9	12732.4	7091.8	4536.0	3148.2	2311.2	1771.0	1402.8
	$^3P_1$	30527.0	12762.8	7130.8	4579.7	3197.1	2362.2	1828.5	—
	$^3P_0$	30547.0	12777.9	7146.0	—	—	—	—	—
	$^1P_1$	28898.0	12149.2	6846.2	4388.2	3049.0	2241.0	—	—

		n — 3	4		n — 3	4
$(2s)^2 2pnp$ Fowlers Werte [524] umgerechnet	$^3D_3$	—	10657.7	$^3P_2$	19494.2	9536
	$^3D_2$	—	10687.2	$^3P_1$	19514.6	9554
	$^3D_1$	—	10695.5	$^3P_0$	19527.1	9568.5
	$^1D_2$	22780	10317	$^1P_1$	19018	8628?
	$^3S_1$	20139	9774.7	$^1S_0$	—	9110

		n — 3	4	5	6	7	8	9	10	11
$(2s)^3 2pnd$	$^3D_3$	12565.0	7033.7	4488.2	3108.6	2274.7	1735.3	1367.0	1102.8	912.1
	$^3D_2$	12574.2	7044.2	4509	3128.3	—	—	—	—	—
	$^3D_1$	12579.2	7050.6	4509	—	—	—	—	—	—
	$^3P_2$	11570.0	6778.4	4377.1	3056.6	2242.2	1723.7	—	—	—
	$^3P_1$	11560.5	6768.3	4361.9	3040	2232.8	—	—	—	—
	$^3F_2$?	—	7120.2	4481.7	—	—	—	—	—	—
	$^3F_3$?	—	7109.7	—	—	—	—	—	—	—
	$^1F_3$?	13198.6	7379.7	4692	3249.5	—	—	—	—	—
	$^1P_1$	12541	6996.6	4466	3084.4	—	—	—	—	—
	$^1D_2$	12348	6930	4430	3073	2256	1725	1363	(1103)	911
	X[1])	—	—	4551.8	3165.6	2334	1799	(1410)	4145	934

$2s(2p)^3$ { $^1D_2$ — 12665 $^1P_1$ — 12587 (Zuordnung fraglich) $^3D_2$ — 26792 $^3P_{2,1}$ — 15626 (nach Fowler.)

messenen Linien aufgefallen sind. Er untersucht die C-Spektra auf alle mögliche Weise: in Geißlerröhren mit CO_2 und Kohlenwasserstoffen, im Funken zwischen Graphitelektroden in Luft und Wasserstoff, in Vakuumbogen, photographiert mit Gitter- und Prismenapparaten, und es gelingt ihm eine Haupt- und 2 Nebenserien von Paaren festzustellen, die sich durch Formeln mit 4 N darstellen lassen. Dadurch ist die Zugehörigkeit zu C II erwiesen. — Dann gibt Bowen [475] eine lange Liste von Paaren und ein Quartett in der Schumanngegend, welche er später [566] noch ergänzt. Auch Mihul [500] liefert 3 Quartette. Endlich kommen Fowler und Selwyn [525] auf das Spektrum zurück. Sie benutzen jetzt auch den Vakuumfunken (hot spark), finden aber, daß der Funke in Wasserstoffatmosphäre ebenso gute Resultate gibt.

Es sind damit zwischen den Grenzen λ 7263 und λ 533 etwa 125 Linien in das Spektrum eingeordnet, während noch an 50 Linien übrig bleiben, die für C II zu halten sind, die aber nicht eingeordnet sind.

Alle diese Angaben sind in Tab. 2 vereinigt[2]). Tab. 2a gibt die Termwerte von C II nach [525]. Edlén und Stenman [643] geben an, sie hätten noch 30 Linien eingeordnet.

---

[1]) Vielleicht zu $^1F_3$ gehörig, sehr starke Linien mit $2p\,^1D_2$.

[2]) Es ist zu bemerken, daß Lang und Smith [408, 458], die mit großer Dispersion arbeiten, sagen, bei dem Paar 1335/34 betrage $\Delta\nu$ 65.65, bei dem Paar 1037/36 aber 62.6. Sie könnten also unmöglich zur gleichen Ionisationsstufe (C II) gehören.

Tabelle 2. C II.

	Kombination		Fowler u. Selwyn [525]		Mihul [500]	
F	$3p\,{}^2P_2 - 3d\,{}^2D_3$	7236	19	8u	—	
F	$3p\,{}^2P_1 - 3d\,{}^2D_2$	31	12	6u	—	
	—	7139	68	00	—	
F	$3p'\,{}^4D_4 - 3d'\,{}^4F_4$	33	52	0	—	
F	$3p'\,{}^4D_3 - 3d'\,{}^4F_3$	25	49	0	—	
F	$3p'\,{}^4D_4 - 3d'\,{}^4F_5$ $3p'\,{}^4D_2 - 3d'\,{}^4F_2$	19	45	2	—	
F	$3p'\,{}^4D_3 - 3d'\,{}^4F_4$	15	13	2	—	
P	$3p'\,{}^4D_2 - 3d'\,{}^4F_3$ $3p'\,{}^4D_1 - 3d'\,{}^4F_2$	12	36	1	—	
F	$3p'\,{}^4S_2 - 3d'\,{}^4P_3$	7063	4	1u	—	
F	$3p'\,{}^4S_2 - 3d'\,{}^4P_3$	52	9	1u	—	
F	$3p'\,{}^4S_2 - 3d'\,{}^4P_1$	45	8	0u	—	
F	$3s'\,{}^4P_3 - 3p'\,{}^4D_2$	6812	19	0	—	
F,M	$3s'\,{}^4P_3 - 3p'\,{}^4D_3$	00	50	3	0.38	0
F	$3s'\,{}^4P_2 - 3p'\,{}^4D_1$	6798	04	1	—	
FM	$3s'\,{}^4P_2 - 3p'\,{}^4D_2$	91	30	3	1.34	0
FM	$3s'\,{}^4P_1 - 3p'\,{}^4D_1$	87	09	2	7.12	0
FM	$3s'\,{}^4P_3 - 3p'\,{}^4D_4$	83	75	6	4.51	3
FM	$3s'\,{}^4P_1 - 3p'\,{}^4D_2$	80	27	2	0.47	1
FM	$3s'\,{}^4P_2 - 3p'\,{}^4D_3$	79	74	4	9.91	1
F	$3p'\,{}^4D_4 - 3d'\,{}^4D_3$	54	75	0	—	
F	$3p'\,{}^4D_4 - 3d'\,{}^4D_4$	50	22	2	—	
F	$3p'\,{}^4D_3 - 3d'\,{}^4D_2$	42	05	0	—	
F	$3p'\,{}^4D_3 - 3d'\,{}^4D_3$	38	36	1	—	
E	$3p'\,{}^4D_3 - 3d'\,{}^4D_4$ $3p'\,{}^4D_2 - 3d'\,{}^4D_1$	33	56	0	—	
F	$3p'\,{}^4D_2 - 3d'\,{}^4D_2$	30	79	0	—	
F	$3p'\,{}^4D_2 - 3d'\,{}^4D_3$ $3p'\,{}^4D_1 - 3d'\,{}^4D_1$	26	84	0	—	
	—	21	67	0	—	
	—	07	00	0	—	
F	$3s\,{}^2S_1 - 3p\,{}^2P_1$	6582	85	8	—²)	
F	$3s\,{}^2S_1 - 3p\,{}^2P_2$	78	03	10	—²)	
	—	6243	98	0	—	
	—	6115	21	0	—	
	—	02	59	0	—	
	—	6098	62	3	—	
	—	95	37	2	—	
F	$3d'\,{}^4P_1 - 4p'\,{}^4S_1$	5919	60	0	—	
F	$3d'\,{}^4P_2 - 4p'\,{}^4S_1$	14	92	0	—	
F	$3d'\,{}^4P_3 - 4p'\,{}^4S_1$	07	36	1	—	

E	Kombination		Fowler u. Selwyn [525]		Mihul [500]	
F	$3d\,{}^2D_2 - 4p\,{}^2P_1$	5891	65	3	—	
F	$3d\,{}^2D_3 - 4p\,{}^2P_2$	89	97	5	—	
F	$3p'\,{}^4D_4 - 3d'\,{}^4P_3$	56	09	2	—	
F	$3p'\,{}^4D_3 - 3d'\,{}^4P_3$	43	77	0	—	
F	$3p'\,{}^4D_3 - 3d'\,{}^4P_2$	36	31	1	—	
F	$3p'\,{}^4D_2 - 3d'\,{}^4P_2$	27	80	1	—	
F	$3p'\,{}^4D_2 - 3d'\,{}^4P_1$	23	13	0	—	
F	$3p'\,{}^4D_1 - 3d'\,{}^4P_1$	17	87	0	—	
F,M	$3s'\,{}^4P_3 - 3p'\,{}^4S_2$	5662	51	4	2.49	3
FM	$3s'\,{}^4P_2 - 3p'\,{}^4S_2$	48	08	3	8.11	2
FM	$3s'\,{}^4P_1 - 3p'\,{}^4S_2$	40	50	2	0.55	1
F	$3d'\,{}^4D_4 - 4p'\,{}^4D_4$	5478	6	0	—	
	$3d'\,{}^4F_4 - 4p'\,{}^4D_3$	5272	56	1	—	
F	$3d'\,{}^4F_3 - 4p'\,{}^4D_2$ $3d'\,{}^4F_2 - 4p'\,{}^4D_1$	59	62	3	—	
	$3d'\,{}^4F_5 - 4p'\,{}^4D_4$	57	36	2	—	
P	$3d'\,{}^4F_3 - 4p'\,{}^4D_3$	53	55	1	—	
F	$3d'\,{}^4F_4 - 4p'\,{}^4D_4$	49	43	0	—	
F,M	$3s'\,{}^4P_3 - 3p'\,{}^4P_2$	5151	08	3d?	1.03	3
FM	$3s'\,{}^4P_3 - 3p'\,{}^4P_3$	45	16	5	5.12	5
FM	$3s'\,{}^4P_2 - 3p'\,{}^4P_1$	43	49	2	3.43	3
FM	$3s'\,{}^4P_2 - 3p'\,{}^4P_2$	39	21	1	9.12	1
FM	$3s'\,{}^4P_1 - 3p'\,{}^4P_1$	37	26	0	7.21	0
FM	$3s'\,{}^4P_2 - 3p'\,{}^4P_3$	33	29	2	3.25	3
FM	$3s'\,{}^4P_1 - 3p'\,{}^4P_2$	32	96	3	2.90	3
	—	5121	69	0	—	
	—	19	55	1	—	
	—	14	07	1	—	
	—	4964	90	1	—	
	—	4618	85	2d?	—	
	—	4411	52	2	—	
	—	11	20	2	—	
	—	10	06	1	—	
	—	4374	28	2	—	
	—	72	49	1	—	
	—	71	59	0¹)²)³)	—	
F	$3d\,{}^2D_3 - 4f\,{}^2F_{43}$	4267	27	10¹)³)⁴)	—	
F	$3d\,{}^2D_2 - 4f\,{}^2F_3$	67	02	8⁴)	—	
	—	4074	89	1	—	
	—	74	53	2	—	
	C II?	70	30	3	—	
	C II?	68	97	3	—	

¹) Diese Linien haben auch Merton u. Johnson [346]; sie geben: 6577.8 (4), 4371.35 (4), 4267.1 (2), 3920.69 (8), 3919.00 (7). — ²) Johnson [406] gibt für diese Linien: 6583.02 (1), 6578.16 (4), 4371.33 (4), 3920.77 (9), 3919.06 (8), 2992.6 (2), 2837.60 (9), 2836.71 (10), 2747.31 (3), 2746.50 (2). — ³) Diese Linien hat auch Ryde [510]. — ⁴) Wolf [472] mißt diese Linien: 4267.261 u. 4267.031 ± 0.1. Nach Bowen [519] kommt diese Linie in den Nebeln vor.

	Kombination		Fowler u. Selwyn [525]	
F	$3p'^4S_2-4s'^4P_1$	4021	13	0
F	$3p'^4S_2-4s'^4P_2$	17	27	1
F	$3p'^4S_2-4s'^4P_3$	09	90	2
	—	3980	35	2
	—	52	08	1
F	$2p^2P_2-2s^2S_1$	20	677	8[1])[2])
F	$2p^2P_1-2s^2S_1$	18	977	6[1])[2])
	—	3889	18	1
	—	85	99	0
	—	76	670	1
	—	76	409	2
	—	76	188	4
	—	76	051	1
F	$3p'^4D_3-4s'^4P_2$ $3p'^4D_2-4s'^4P_1$	3590	87	2
F	$3p'^4D_4-4s'^4P_3$	89	67	4
F	$3p'^4D_1-4s'^4P_1$	88	92	1
F	$3p'^4D_2-4s'^4P_2$	87	68	2
F	$3p'^4D_1-4s'^4P_2$	85	83	2
F	$3p'^4D_3-4s'^4P_3$	84	98	1
	—	3361	75	1
	—	61	09	2
	—	3167	95	3
	—	65	51	4
F	$3d^2D_3-5f^2F_{43}$	2992	63	4[2])[3])
	—	67	91	3
	—	67	31	2
	—	2885	47	2u
F	$2p'^2S_1-2p^2P_1$	37	602	8[2])[3])
F	$2p'^2S_1-2p^2P_2$	36	710	10[2])[3])
	—	01	36	2u
F	$3p'^4S_2-4d'^4P_3$	2767	75	2
F	$3p'^4S_2-4d'^4P_2$	66	18	1
F	$3p'^4S_2-4d'^4P_1$	65	27	0
F	$2p^2P_2-2d^2D_1$	47	31	6[2])
F	$2p^2P_1-2d^2D_2$	46	50	4[2])
	—	25	90	1
	—	25	29	1
	—	24	87	0
	—	2641	44	3
	—	40	93	1
	—	40	58	2

	Kombination		Fowler u. Selwyn [525]		Hopfield u. Dieke [461]	Bowen [475, 566]	
	—	2595	07	1u	—	—	
	—	92	00	2u	—	—	
F	$3d^2D_{32}-6f^2F_{43}$	74	86	1u	—	—	
F	$2p'^2P_2-2p^{3\,2}D_3$	12	03	8	—	—	
F	$2p'^2P_2-2p^{3\,2}D_2$	11	71	4	—	—	
F	$2p'^2P_1-2p^{3\,2}D_2$	09	11	7	—	—	
F	$3p^2P_2-5s^2S_1$	2402	40	2	—	—	
F	$3p^2P_1-5s^2S_1$	01	77	1	—	—	
	—	2191	37	2	—	—	
	—	77	66	1	—	—	
F	$3s^2S_1-4p^2P_1$	74	14	1	—	—	
F	$3s^2S_1-4p^2P_2$	73	86	2	—	—	
	—	63	60	5	—	—	
F	$3p^2P_2-5d^2D_{32}$	37	93	2	—	—	
F	$3p^2P_1-5d^2D_2$	37	45	1	—	—	
	—	1988	05?	1	—	— [4])	
F	$2p'^2D_2-3p^2P_1$	1760	85	2	—	0.85	1
F	$2p'^2D_3-3p^2P_2$	60	44	3	—	0.44	2
F	$2p^2P_2-2p'^2D_3$	1335	703	10	—	5.705	10
F	$2p^2P_1-2p'^2D_2$	34	541	10	—	4.539	10
F	$2p'^2D_{32}-2p^{3\,2}D_{32}$	23	96	7	—	—	
F	$2p'^2D_{32}-4p^2P_{21}$	1141	61	2	—	1.61	2
	—	1079	—		9.10	—	
	—	75	—		5.33	—	
	—	71	—		1.75	—	
	—	71	—		1.16	—	
	—	68	—		8.09	—	
	—	63	—		3.88	—	
F	$2p^2P_2-2p'^2S_1$	37	021	7	—	7.021	6
F	$2p^2P_1-2p'^2S_1$	36	336	5	—	6.336	6
F	$2p'^4P_3-2p^{3\,4}S_2$	10	382	3	—	0.382	6
F	$2p'^4P_2-2p^{3\,4}S_2$	10	090	3	—	0.696	6
F	$2p'^4P_1-2p^{3\,4}S_2$	09	870	5	—	9.870	5
F	$2p^2P_2-2p'^2P_1$	904	472	2	—	4.472	7[5])
F	$2p^2P_2-2p'^2P_2$	904	133	2	—	4.133	8
F	$2p^2P_1-2p'^2P_1$	903	960	2	—	3.960	8
F	$2p^2P_1-2p'^2P_2$	903	620	2	—	3.620	7
F	$2p^2P_2-3s^2S_1$	858	561	1	—	8.561	6
F	$2p^2P_1-3s^2S_1$	858	088	0	—	8.088	5
B	$b^4P_{2,3}-3s^4P_{1,2}$	806	—		—	6.862	4
B	$b^4P_{1,3}-3s^4P_{2,3}$	06	—		—	6.570	5
B	$b^4P_2-3s^4P_3$	06	—		—	6.400	5

[1]) Diese Linien haben auch Merton u. Johnson [346]; sie geben: 6577.8 (4), 4371.35 (4), 4267,1 (2), 3920.69 (8), 3919.00 (7).

[2]) Johnson [406] gibt für diese Linien: 6583.02 (1), 6578.16 (4), 4371.33 (4), 3920.77 (9), 3919.06 (8), 2992,6 (2), 2837.60 (9), 2836.71 (10), 2747.31 (3), 2746.50 (2).

[3]) Diese Linien hat auch Ryde [510]. — [4]) Von hier an λ vac.

[5]) Bowen u. Millikan [393] messen die 4 Linien: 904.48, 904.17, 903.98, 903.63.

	Kombination		Fowler u. Selwyn [525]		Hopfield u. Dieke [461]	Bowen [475, 566]	
F	$2p\,^2P_2$—$3d\,^2D_3$	687	351	5	—	7.351	5
F	$2p\,^2P_1$—$3d\,^2D_2$	87	053	5	—	7.053	5
B	$b\,^4P$—$3d\,^4D$	51	—		—	1.36	4
B	$b\,^4P_{2,3,3}$—$3d\,^4P_{3,2,3}$	41	—		—	1.84	3
B	$b\,^4P_{1,1,2}$—$3d\,^4P_{1,2,1}$	41	—		—	1.62	2
F	$2p\,^2P_{21}$—$4s\,^2S_1$	36	2	2	—	—	
F	$2p\,^2P_2$—$4d\,^2D_3$	595	02	2	—	5.02	2
F	$2p\,^2P_1$—$4d\,^2D_2$	94	79	2	—	4.79	2
F	$2p\,^2P_{21}$—$5d\,^2D_{32}$	60	5	2	—	—	
F	$2p\,^2P_{21}$—$6d\,^2D_{32}$	43	4	1	—	—	
F	$2p\,^2P_{21}$—$7d\,^2D_{32}$	33	5	1	—	—	

Tabelle 2a. Terme von C II [525].

$2p\,^2P_1$ 196659	$3s\,^2S_1$ 80121,12	$3d\,^2D_2$ 51109.01	$4f\,^2F'_{34}$ 27679.95
$^2P_2$ 196595	$4s\,^2S_1$ 39424.57	$^2D_3$ 51107.56	$5f\,^2F'_{34}$ 17702.54
$3p\,^2P_1$ 64934.32	$5s\,^2S_1$ 23310.82	$4d\,^2D_2$ 28535.08	$6f\,^2F_{34}$ 12282.80
$^2P_2$ 64923.19	—	$^2D_3$ 28534.67	—
$4p\,^2P_1$ 34140.30	—	$5d\,^2D_3$ 18164.2	—
$^2P_2$ 34134.38	—	$6d\,^2D_{23}$ [12558]	—
—	—	$7d\,^2D_{23}$ [9193]	—
$2p'\,^4P_1$ 145170	$^2S_1$ 100164.9	$^2P_1$ 86033.9	$^2D_3$ 121728.1
—	—	$^2P_2$ 85992.7	$^2D_2$ 121726.9
$3s'\,^4P_1$ 82850.00	—	—	—
$^4P_2$ 82826.24	—	—	—
$^4P_2$ 82781.27	--	—	—
$3p'\,^4S_2$ 65126.01	$^4P_1$ 63389.68	$^4D_1$ 68120.20	—
—	$^4P_2$ 63373.38	$^4D_2$ 68105.50	—
—	$^4P_3$ 63350.95	$^4D_3$ 68080.49	—
—	—	$^4D_3$ 68044.22	—
$4d'\,^4P_3$ 50972.7	$^4D_1$ 53258.5	$^4F_2$ 54063.9	—
$^4P_2$ 50951.2	$^4D_2$ 53252.9	$^4F_3$ 54049.6	—
$^4P_1$ 50937.0	$^4D_3$ 53244.2	$^4F_4$ 54030.0	—
—	$^4D_4$ 53233.9	$^4F_5$ 54002.4	—
$4s'\,^4P_1$ 40264.44	—	—	—
$^4P_2$ 40240.42	—	—	--
$^4P_3$ 40194.34	—	—	—
$4p'\,^4S_2$ 34049.1	^4P [33100]	$^4D_1$ 35056.4	—
—	—	$^4D_2$ 35042.1	—
—	—	$^4D_3$ 35020.1	—
—	—	$^4D_4$ 34986.7	—
$4d'\,^4P_3$ 29006.23	—	—	—
$^4P_2$ 28985.73	—	—	—
$^4P_1$ 28973.83	—	—	—
$2p^3\,^4S_2 > 46200$	^2P [25500]	$^2D_3$ 46196.2	—
—	—	$^2D_2$ 46191.1	—

Tabelle 3. C III.

Kombination		Edlén [714]	Bowen u. Millikan [394]	Bowen [703]
2s 2d^{1}D—2p 3d^{1}D	5827	2 0	—	—
(B) 2s 3p^{1}P—2s 3d^{1}D	5695	8 5	—	7.6 4
2p 3s$^3P_2$—2p 3p$^3S_1$	5272	6 2	—	—
$^3P_1$—$^3S_1$	53	6 1	—	—
4^{1}D—5$^1P_1$	49	7 0	—	—
$^3P_0$—$^3S_1$	44	7 0	—	—
2p 3s$^3P_2$—2p 3p$^3P_1$	4673	91 4	—	—
$^3P_2$—$^3P_2$	65	90 5	—	—
$^3P_1$—$^3P_0$	63	53 3	—	—
(B) 2s 3s^{3}S—2s 3p$^3P_0$	51	35 8	2.65 1	2.65 1
(B) 2s 3s^{3}S—2s 3p$^3P_1$	50	16 9	1.46 2	1.46 2
(B) 2s 3s^{3}S—2s 3p$^3P_2$	47	40 10	8.70 3	8.70 3[1])
—	4593	47 1U	—	—
—	16	69 3d	—	—
—	4388	24 1	—	—
—	68	14 3U	—	—
—	61	85 3	—	—
2p 3s^{1}P—2p 3p^{1}P	25	70 7	—	—
2p 3p^{1}D—2s 5p^{1}P	4247	56 1	—	—
4^{1}F—5^{1}G	4187	05 10	—	—
2p 3p$^3D_3$—2s 5f$^3F_4$	4162	80 4	—	—
$^3D_2$—$^3F_3$	56	50 3	—	—
$^3D_1$—$^3F_2$	52	43 2	—	—
4^{1}P—5^{1}D	22	05 3	—	—
4$^3F_4$—5$^3G_5$	4070	43 8	—	—
$^3F_3$—$^3G_4$	68	94 7	—	—
$^3F_2$—$^3G_3$	67	87 6	—	—
2s 4d^{1}D—2p 3d^{1}P	56	06 4	—	—
4$^3D_3$—5$^3F_4$	3889	08 3	—	—
$^3D_2$—$^3F_3$	85	86 2	—	—
$^3D_1$—$^3F_2$	83	68 1	—	—
—	3703	52 0	—	—
4^{3}P—5^{3}D	3609	40 5d	—	—
2s 4s$^3S_1$—2p 3d$^3P_2$	3262	23 1	—	—
$^3S_1$—$^3P_1$	59	44 0	—	—
$^3S_1$—$^3P_0$	57	90 0	—	—
4^{1}S—5^{1}P	3170	16 1d	—	—
2s 3d^{1}P—2p 3s^{1}P	2982	22 4	—	—
—	2874	69 1d	—	—
2p 3s^{1}P—2p 3p^{1}S	49	08 2	—	—
4^{1}F—6^{1}G	2777	90 1d	—	—
4$^3F_4$—6$^3G_5$	26	11 1d	—	—
2s 3d$^3D_1$—2p 3s$^3P_0$	2616	66 1	—	—
$^3D_2$—$^3P_1$	14	50 2	—	—
$^3D_3$—$^3P_2$	10	02 3	—	—
4^{3}P—6^{3}D	2480	76 0d	—	—

[1]) Bowen [519] gibt λ 4649,2. Diese Linie kommt in den Nebeln vor.

Kombination		Edlén [714]		Bowen u. Millikan [394]		Bowen [703]		
(B) 2s 2p^{1}P—2p 2p^{1}D	2296	89	15	7.59	10	7.59	10	
—	30	—		0.98	7	—		
3^{1}D—4^{1}F	2162	96	4	—		—		
3^{3}D—4^{3}P	2092	7	0d	—		—		[1])
4^{3}P$_2$—4^{3}S$_1$	10	76	1	—		—		
^{3}P$_1$—^{3}S$_1$	10	25	0	—		—		
		λ vac.						
(B) 2s 3d^{3}D—2s 4f^{3}F	1923	34	1	3.3	d	3.33	3	[2])
^{3}D$_2$—^{3}F$_3$	23	18	2	—		—		
(B) 2s 3d^{3}D—2s 4f^{3}F	23	01	2	—		2.98	4	
2s 3d^{1}D—2p 3d^{1}F	1779	12	0	—		—		
2s 2p^{1}P—2p 3p^{1}D	1645	06	1	—		—		
3 P$_0$—4^{3}D$_1$	20	67	1	—		—		
(B) 2s 3p^{3}P$_2$—2s 4d^{3}D	20	33	1	—		0.62	4	
(B) 2s 3p^{3}P$_{1,0}$—2s 4d^{3}D	20	05	2	—		9.98	4	
2s 3s^{1}S—2p 3s^{1}P	1591	48	1	—		—		
(B) 2s 3s^{3}S—2p 3s^{3}P$_0$	77	90	0	—		7.95	2	
(B) 2s 3s^{3}S—2p 3s^{3}P$_1$	77	28	0	—		7.28	2	
(B) 2s 3s^{3}S—2p 3s^{3}P$_2$	76	49	1	—		6.48	3	
(B) 2s 3p^{1}P—2s 4d^{1}D	31	85	0	—		1.74	2	
(B) 2s 3p^{3}P—2p 3p^{3}S	1480	—		—		0.03	1	
(B) 2s 3d^{3}D—2p 3d^{3}D$_3$	78	19	0	—		8.21	2	
(B) 2s 3d^{3}D—2p 3d^{3}D$_{2,1}$	77	68	1	—		7.70	3	
(B) 2s 3p^{3}P$_{2,1}$—2p 3p^{3}P$_{1,0}$	28	55	0	—		8.56	2	
(B) 2s 3p^{3}P$_{1.0}$—2p 3p^{3}P$_1$	28	18	0	—		8.23	2	
(B) 2s 3p^{3}P$_{1,2}$—2p 3p^{3}P$_2$	27	85	1	—		7.89	4	
(B) 2s 3d^{3}D—2p 3d^{3}P	26	45	1	—		6.50	4	
(B) 2p 2p^{1}S—2s 3p^{1}P	1308	—		—		8.75	2	
3^{3}D—5^{3}F	1296	34	0	—		—		
(B) 2s 2p^{1}P—2p 2p^{1}S	47	373	8	—		7.391	6	
(B) 2s 2p^{3}P$_2$—2p 2p^{3}P$_1$	1176	348	7	6.40		6.359	9	
(B) 2s 2p^{3}P$_1$—2p 2p^{3}P$_0$	75	972	6	6.03		5.988	8	
(B) 2s 2p^{3}P$_2$—2p 2p^{3}P$_2$	75	700	8	5.72		5.711	9	
(B) 2s 2p^{3}P$_1$—2p 2p^{3}P$_1$	75	577	5	5.63		5.577	3	
(B) 2s 2p^{3}P$_0$—2p 2p^{3}P$_1$	75	246	6	5.31		5.261	8	
(B) 2s 2p^{3}P$_1$—2p 2p^{3}P$_2$	74	926	7	4.96		4.922	9	
(B) 2s 2s^{1}S—2s 2p^{1}P	977	026	10	7.02		7.031	10	
(B) 2p 2p^{1}D—2s 3p^{1}P	884	516	4	—		4.52	2	
(B) 2p 2p^{3}P$_2$—3s 3p^{3}P$_2$	818	—		—		8.18	0	
2p 2p^{1}S—2p 3s^{1}P	784	41	0	—		—		
2^{1}P—3^{1}S	690	526	4	—		—		
(B) 2p 2p^{3}P$_{2,1}$—2p 3s^{3}P$_{2,1,0}$	609	283	3	—		0.29	4	

[1]) Von Fowler u. Selwyn [525] werden noch folgende Linien gegeben. λ_{Luft}: 2092.40 (4)?, 2016.92 (1d?)?, 2010.18 (5)?, 2009.67 (4)?, λ_{vac}: 1979.79 (3)?, 1979.35 (4)?, 1923.52 (4d?), 1923.13(5), 1894.49 (2).

[2]) Bowen und Millikan geben hier eine Linie λ 1931, die aber nach Ryde [510] und nach Fowler u. Selwyn [524] zu CI gehört. Dafür gibt Fowler [525]: λ 1923.52 (4d?) und λ 1923.13 (3) als C III.

Kombination		Edlén [714]		Ericson u. Edlén [646]	Bowen [703]	
(B) $2p\,2p\,^3P_{1,0}$—$2p\,3s\,^3P_{2,1}$	609	—		—	9.00	3
$2p\,2p\,^3P_2$—$2p\,3s\,^3P_1$ } $^3P_1$—$^3P_0$ }	585	644	3u	—	—	
$^3P_1$—$^3P_1$	585	488	2	—	—	
$^3P_2$—$^3P_2$ } $^3P_0$—$^3P_1$ }	585	427	4	—	—	
$^3P_1$—$^3P_2$	585	261	3	—	—	
(B) $2s\,2p\,^1P$—$2s\,3d\,^1D$	574	279	7	4.266	4.287	5
$2p\,2p\,^1D$—$2s\,4p\,^1P$	566	496	2	—	—	
$2p\,2p\,^1D$—$2s\,4f\,^1F$	565	533	3	—	—	
(B) $2s\,2p\,^3P_2$—$2s\,3s\,^3S$	538	312	9	8.306	8.318	7
(B) $2s\,2p\,^3P_{1,0}$—$2s\,3s\,^3S$	538	148	8	8.148	8.108	7
$^3P_0$—$^3S_1$	538	079	7	—	—	[1]
$2p\,2p\,^1D$—$2p\,3d\,^1F$	535	293	4	—	—	
$2p\,2p\,^1D$—$3p\,3d\,^1D$	511	527	5	1.501	—	
$2p\,2p\,^3P_2$—$2p\,3d\,^3D_3$	499	532	4	9.515	—	
(B) $2p\,2p\,^3P$—$2p\,3d\,^3D$	499	449	4	—	9.493	5
(B) $2p\,2p\,^3P$—$2p\,3d\,^3P$	493	577	3	—	3.49	4
$^3P_1$—$^3P_0$ } $^3P_0$—$^3P_1$ }	493	353	2	—	—	
$2p\,2p\,^1D$—$2p\,3d\,^1P$	492	652	3	—	—	
$2\,^1P$—$4\,^1S$	477	63	1	—	—	
$2s\,2p\,^1P$—$2p\,3p\,^1D$	460	053	4	—	—	
(B) $2s\,2p\,^3P_2$—$2s\,3d\,^3D$	459	633	10	9.600	9.643	7[1]
(B) $2s\,2p\,^3P_{1,0}$—$2s\,3d\,^3D$	459	521	9	9.472	9.532	7
$^3P_0$—$^3D_1$	459	465	8	—	—	
(B) $2s\,2p\,^1P$—$2s\,4d\,^1D$	450	732	5	—	0.74	3
$2s\,2p\,^1P$—$2p\,3p\,^1P$	433	337	4	—	—	
$2p\,2p\,^1D$—$2p\,4d\,^1F$	416	76	1	—	—	
$2s\,2p\,^1P$—$2p\,3p\,^1S$	411	95		—	—	
(B) $2s\,2p\,^1P$—$2s\,5d\,^1D$	409	334	3	—	9.30	2
(B) $2p\,2p\,^3P$—$2p\,4d\,^3D$	399	670	3d	9.69	9.71	3
(B) $2p\,2p\,^3P$—$2p\,4d\,^3P$	397	—		—	7.85	0
$2\,^1P$—$6\,^1D$	390	06	1	—	—	
(B) $2s\,2p\,^3P$—$2s\,4s\,^3S$	389	098	3	9.09	9.05	5
$^3P_1$—$^3S_1$ } $^3P_0$—$^3S_1$ }	389	005	3	8.96	—	
(B) $2s\,2s\,^1S$—$2s\,3p\,^1P$	386	203	6	6.20	6.20	5
$2\,P$—$7\,^1D$	379	25	0d	—	—	
$2p\,2p\,^1D$—$3p\,5d\,^1F$	379	06	0	—	—	
(B) $2s\,2p\,^3P$—$2s\,4d\,^3D$	371	743	4	1.727	1.73	5
$^3P_1$—$^3D_2$ } $^3P_0$—$^3D_1$ }	371	691	4	—	—	
(B) $2s\,2p\,^3P$—$2p\,3p\,^3D$	369	415	3d	—	9.40	2
(B) $2p\,2p\,^3P$—$2p\,5d\,^3D$	366	177	2d	—	6.15	1
(B) $2s\,2p\,^3P_2$—$2p\,3p\,^3S_1$	363	864	3	—	3.81	2
$^3P_1$—$^3S_1$ } $^3P_0$—$^3S_1$ }	363	783	3	—	—	

[1]) Millikan u. Bowen [394] geben 538.4 und 459.7.

Kombination		Edlén [714]		Ericson u. Edlén [646]	Bowen [703]
2s 2p^{3}P$_2$—2p 3p^{3}P$_1$	360	672	1	—	—
^{3}P$_1$—^{3}P$_0$					
^{3}P$_2$—^{3}P$_2$	360	623	3	0.623	0.59 4
^{3}P$_1$—^{3}P$_1$					
(B) 2s 2p^{3}P—2p 3p^{3}P	360	561	2	—	—
2s 2p^{1}P—2p 4p^{1}D	358	73	1	—	—
2s 2p^{1}P—2p 4p^{1}P	352	98	1	—	—
2p 2p^{3}P—2p 6d^{3}D	350	31	1d	—	—
2^{3}P$_2$—5^{3}S$_1$	347	82	1	—	—
^{3}P$_{0,1}$—^{3}S$_1$	347	76	1	—	—
2^{3}P$_2$—5^{3}D	341	242	3	1.200	1.14 3
(B) 2s 2p^{3}P—2s 5d^{3}D	341	163	2		
2^{3}P—6^{3}S	330	68	1d	—	—
(B) 2s 2p^{3}P—2p 6d^{3}D	327	154	4d	—	7.12 1
2s 2p^{1}P—2p 5p^{1}P	325	55	0d	—	—
2s 2s^{1}S—2p 3s^{1}P$_3$	322	575	4	2.561	—
(B) 2p 2p^{3}P—2s 7d^{3}D	319	30	2d	—	9.24 0
2^{3}P—S^{3}D	314	40	1d	—	—
2^{1}S—4^{1}P	310	178	4	—	—
2s 2p^{3}P—2p 4p^{3}D	303	439	3u	—	—
2s 2p^{3}P—2p 4p^{3}P	301	251	3u	—	—
2^{1}S—5^{1}P	291	330	3	—	—
2s 2p^{3}P—2p 5p^{3}D	281	39	1	—	—
2s 2p^{3}P—2p 5p^{3}P	280	52	1d	-	—
2^{1}S—6^{1}P	280	03	2	—	—
2^{1}S—7^{1}P	274	06	1d	—	—
2s 2p^{3}P—2p 6p^{3}D	271	02	0	—	—
2s 2p^{3}P—2p 6p^{3}P	270	61	0	—	—
2^{1}S—8^{1}P	270	33	0d	—	—
2s 2s^{1}S—2p 4s^{1}P	263	83	0d	—	—

C III. Auch dies Spektrum ist allmählich aufgeklärt worden. Bowen und Millikan [394] bringen zuerst eine Liste von 13 eingeordneten Linien, zwischen λ 4652 und λ 459. Daran schließen sich Angaben von Ericson und Edlén [641, 646], welche zwischen λ 574 und λ 322 weitere 13 Linien einordnen. Dazu kommen noch 9 Linien, welche Fowler [525] als C III gemessen, aber nicht eingeordnet hat. — Bowen und Ingram [427] finden, daß das Multiplett bei λ 1175 in Wahrheit aus 6 Linien besteht, was eine schöne Photographie von Ekefors [644] bestätigt. In einer weiteren Arbeit gibt Bowen [703] die Klassifikation von 54 Linien von C III. Eine große Zahl dieser Linien rühren von Termübergängen her, bei welchen beide Valenzelektroden angeregt sind. Das Ionisationspotential, das aus dieser Klassifikation errechnet wird, beträgt 47,7 Volt. Auch von C II werden einige Kombonationen angegeben. Die Analyse sichert die relative Lage der Singuletts und Tripletts in C III und der Dubletts und Quartetts in C II.

Mihul [501] findet vom ionisierten C III das schon bekannte Triplett $\lambda\lambda$ 4649 — 4651—4653 und eine ^{3}D^{3}D′-Kombination bei λ 5145.12; 5133.25; 5151.03; 5139.12;

5132.90; 5143.43; 5137.21, die mit einer starken, in einigen Wolf-Rayet-Sternen festgehaltenen Liniengruppe unbekannten Ursprungs identisch sein soll.

Nachdem Edlén und Stenman [643] mitgeteilt, sie hätten noch über 50 Linien eingeordnet, gibt Edlén [714] ein langes Verzeichnis von Tripletts, Singuletts — für sie siehe auch [713] — und nicht eingeordneten Linien, so daß das ganze Spektrum jetzt etwa 150 Linien enthält. Tabelle 3 a gibt die Termwerte von C III nach [714].

Tabelle 3a. Normale Tripletterme von C III [714].

3^3S	147999.0	4^3P	68415	5^3D	40717
4^3S	76755.2			6^3D	28117
5^3S	46259.9	5^3G	39634.3	7^3D	20608
6^3S	31386	6^3G	27523.4	8^3D	15727
2^3P_0	333844.6	3^3D_1	116203.2	4^3F_2	64210.3
2^3P_1	333820.9	3^3D_2	116200.4	4^3F_3	64203.8
2^3P_2	333764.9	3^3D_3	116197.3	4^3F_4	64194.8
3^3P_0	126505.9	4^3D_1	64803.0	5^3F_2	39061.5
3^3P_1	126500.4	4^3D_2	64784.6	5^3F_3	39057.6
3^3P_2	126487.6	4^3D_3	64761.1	5^3F_4	39055.3

Verschobene Tripletterme in C III [714].

2p 2p P_0	248784.9	2p 4p P	1844	2p 3d P_0	46069.4
P_1	248756.0	D	4237	P_1	46083.9
P_2	248709.2			P_2	46110.2
		2p 5p P	22688		
2p 3p S_1	58934.2	D	21586	2p 3d D_{12}	48549.7
				D_3	48524.7
2p 3p P_0	56526.6	2p 6p P	35743	2p 3d F_2	52827.8
P_1	56505.5	D	35184	F_3	52800.1
P_2	56468.8			F_4	52765.2
		2p 3s P_0	77997.9		
2p 3p D_1	63137.0	P_1	77963.6	2p 4d D	1473
D_2	63109.5	P_2	77894.9		
D_3	63070.8			2p 5d D	24359
				2p 6d D	36728

Normale Singuletterme in C III [714].

2^1S	386159.7	5^1P	42904.0	6^1D	27437.5
3^1S	138991.2	6^1P	29055.1	7^1D	20130
4^1S	74439.0	7^1P	21276		
		8^1P	16242	4^1F	63458.1
2^1P	283808.3				
3^1P	127228.4	3^1D	109676.5	5^1G	39581.7
4^1P	63762.2	4^1D	61947.7	6^1G	27470.3
		5^1D	39509.3		

Verschobene Singuletterme in C III [714].

2p 2p S	203639.8	2p 4p P	506	2p 3d P	37300.2
D	240284.6	D	5047	D	44791.5
2p 3p S	41065.5	2p 5p P	23364	F	53470.0
P	53043.0	2p 3s P	76154.2	2p 4d F	338
D	66440.3	2p 4s P	7128	2p 5d F	23526

C IV und C V. Für diese Spektren sind nur die allerersten Anfänge bekannt. Für C IV geben Bowen und Millikan [380] 4 Linien, Edlén und Ericson [641, 646] deren 21. Edlén und Stenman [643] fügen noch eine Anzahl Linien bei längeren Wellen hinzu. Für C V endlich gibt Kellner [495] den Grundterm und Edlén [712] eine Linie: $\lambda = 40.28$. Tabelle 4 a gibt das Termsystem von C IV nach [643].

Tabelle 4. CIV.

		Edlén u. Stenmann [643]	
$3^2S_{1/2}$—$3^2P_{1/2}$	5812	14	3
$3^2S_{1/2}$—$3^2P_{3/2}$	01	51	4
5^2G—6^2H	4658	64	5
5^2P—6^2D	4441	65	1
$4^2P_{3/2}$—$5^2S_{1/2}$	2698	77	3
$4^2P_{1/2}$—$5^2S_{1/2}$	97	82	2
4^2D—5^2P	2595	15	2
4^2F—5^2G	29	97	10
4^2D—5^2F	24	40	8
$4^2P_{3/2}$—$5^2D_{3/2, 5/2}$	2405	20	4
$4^2P_{1/2}$—$5^2D_{3/2}$	04	48	3

		Millikan u. Bowen [380]		Edlén u. Ericson [641, 646]	
2^2S—$2^2P_{1/2}$	1550	84	4	0.774	4¹)
2^2S—$2^2P_{3/2}$	48	26	4	8.189	5¹)
2^2D—4^2F	1168	—		8.84	1
$2^2P_{3/2}$—3^2S	419	8	1	9.724	7
$2^2P_{1/2}$—3^2S	419	—		9.520	6
$2^2P_{3/2}$—3^2D	384	4	2	4.174	10
$2^2P_{1/2}$—3^2D	384	—		4.020	8
2^2S—3^2P	312	—		2.426	8
2^2P—4^2S	296	—		6.930	2
$2^2P_{3/2}$—4^2D	289	—		9.226	4
$2^2P_{1/2}$—4^2D	289	—		9.125	3
2^2P—5^2S	262	—		2.62	1
2^2P—5^2D	259	—		9.520	3
2^2P—6^2S	247	—		7.33	0
2^2P—6^2D	245	—		5.78	1
2^2S—4^2P	244	—		4.912	5
2^2P—9^2D	230	—		0.53	0
2^2S—5^2P	222	—		2.805	2
2^2S—6^2P	212	—		2.44	1
2^2S—7^2P	206	—		6.67	0
2^2S—8^2P	203	—		3.04	

Tabelle 4a. Termsystem von C IV [643].

n	2	3	4	5	6
$^2S_{1/2}$	520187.2	217339.7	118869.8	74805.5	[51390.7]
$^2P_{1/2}$	455703.3	200139.1	111861.5	} 71313.9	[49396.8]
$^2P_{3/2}$	455596.6	200107.6	111848.4		
$^2D_{3/2, 5/2}$	—	195298.6	109835.9	[70284.8]	48806.0
$^2F_{5/2, 7/2}$	—	—	109743.7	[70234.5]	48773.3
$^2G_{7/2, 9/2}$	—	—	—	70229.4	48770.3
$^2H_{9/2, 11/2}$	—	—	—	—	48769.9
$16\ R_c/n^2$	438928.8	195079.4	109732.2	70228.6	48769.9

Mit den eingeordneten oder wenigstens bestimmten Ionisationsstufen zugeschriebenen Linien ist aber noch lange nicht das gesamte Beobachtungsmaterial erschöpft. Namentlich der kurzwellige Teil, das Schumanngebiet, enthält noch zahlreiche Linien. Alle diese Messungen von Simeon, Millikan, Hutchinson, Lang usw.

¹) λ von Bowen u. Ingram [427]

Tabelle 5. C kurze Wellenlängen.

		Simeon [355]	Millikan [379]	Hutchinson [343]	Lang [371]	Hopfield u. Leifson [340]	Bowen u. Ingram [427]	Smith u. Laird [468]	Hoag [487]	Bowen [475]	Edlén u. Ericson [641]
II	2512	44 3	—	—	—	—	—	—	—	—	—
II	09	47 2	—	—	—	—	—	—	—	—	—
I	2479	05 4	—	—	—	—	—	—	—	—	—
III	2297	14 2	—	7.60 5	—	—	—	—	—	7.59 10	—
	2026	—	6.1 1	—	—	—	—	—	—	—	—
I?	1993	—	3.0	—	—	—	—	—	—	—	—
I	30	61 5	1.1 7	0.8 6	—	—	1.027 4	—	—	0.88 7	—
	10	—	0.2 0	—	—	—	—	—	—	—	[1])
	1859	—	—	0.7 4	9.0 1	—	—	—	—	—	—
I	13	—	—	—	3.8	—	—	—	—	—	—
	07	7? 1	—	—	—	—	—	—	—	—	—
II	1760	6 2	—	—	0.3 2	—	—	—	—	{0.85 1 {0.44 2	—
I	51	8 2	2.3 2	2.1 1	2.1 1	—	—	—	—	—	—
	1694	—	—	—	4.4 1	—	—	—	—	—	—
I	57	86 8	7.6 5	7.4 6	7.4 3	—	—	—	8.02 2	{8.13 2 {7.92 1	—
I	57	20 8	—	—	—	—	—	—	7.19 4	7.37 2	—
I	56	81 8	—	—	—	—	—	—	—	7.01 3	—
I	56	12 8	—	—	—	—	—	—	6.27 2	6.27 2	—
	24	—	4.3? 1	4.1 0	—	—	—	—	3.83? 1	—	—
	15	—	5.6 1	—	—	—	—	—	4.47? 4	—	—
	1590	—	—	—	0.9	—	—	—	—	—	—
	77	—	7.6 1	—	7.6	—	—	—	—	—	—
I	61	32 9	1.3 5	1.2 6	1.3 30	—	1.378 3	1.46	1.381 5	1.381	—
I	60	67 9	—	—	—	—	0.660 3	0.71	0.463 4	0.660	—
I	60	16 9	—	—	—	—	0.257 2	0.33	—	0.267	—
IV	50	8 2	0.9 3	1.1 3	0.9	—	0.744 4	0.80	0.774 5	—	0.7
IV	48	3 3	8.8 4	8.5 3	7.9 30	—	8.189 5	8.22	8.185 6	—	8.1
	32	—	3.1 0	—	2.2 1	—	—	—	—	—	—
	1491	—	—	—	1.5? 1	—	—	—	—	—	—
	81	7 3	2.1 1	2.2 1	—	—	—	—	—	—	—
I?	67	4 2	—	—	—	—	—	—	—	—	—
I	63	3 4	3.7 2	3.7 3	3.4? 1	—	—	—	3.67 1	—	—
I	59	1 2	—	—	9.0 1	—	—	—	—	—	—
I	31	6 2	2.2 1	2.2 2	1.8? 1	—	—	—	1.8 2	—	—
	26	—	6.9 1	—	6.5 1	—	—	—	—	—	—
	1415	—	—	—	5.5 1	—	—	—	—	—	—
	1379	—	—	—	9.0? 3	—	—	—	—	—	—
	69	—	—	—	9.1? 1	—	—	—	—	—	—
	62	—	2.6 Ca? 5	2.8 2	—	—	—	—	—	—	—
	55	7 1	6.2 1	—	6.1? 1	—	—	—	—	—	—
II	35	66 10	5.0 15	5.5 8	5.3 60	5.75	5.703 5	5.70	5.705 10	5.705 10	—
II	34	44 10	—	—	—	4.57	4.541 5	4.51	4.539 10	4.539 10	—

[1]) Hier liegt nach Fowler und Selwyn [525] eine Doppellinie 1923.52 (4d?), 1923.13 (5), die zu C III gehört.

		Simeon [315]	Millikan [379]	Hutchinson [343]	Lang [371]	Hopfield u. Leifson [340]	Bowen u. Ingram [427]	Smith u. Laird [468]	Hoag [487]	Bowen [475]	Edlén u. Ericson [641]
I	29	60 8	—	9.7 4	9.2 10	—	—	9.60	9.204 3	—	—
I	29	07 8	—	7.3 0	—	—	—	9.12	—	—	—
	23	79 7	3.7 7	4.3 5	3.1 30	3.86	—	3.93	3.84 4	—	—
I?	22	—	2.3 2	1.8 0	—	—	—	—	—	—	—
	11	—	—	—	1.0	—	—	—	—	—	—
	09	1 2	10.5 1	—	8.5 1	—	—	—	—	—	—
	02	—	—	3.1 3	2.4 1	—	—	—	—	—	—
	1298	8 1	9.2? 3	—	—	—	—	—	—	—	—
I?	96	—	6.8 2	—	6.6 1	—	—	—	—	—	—
	94	—	4.9? 2	—	—	—	—	—	—	—	—
	80	3 2	—	0.9 3	0.4? 1	—	—	—	—	—	—
I	77	32 4	8.7 5	7.9 4	7.5? 2	7.19	—	—	—	—	—
	74	3 2	—	2.9 0	4.0 1	—	4.391 2	—	—	—	—
I	68	—	—	8.6 0	8.9 1	—	—	—	—	—	—
	64	6 1	—	5.2 0	4.2? 1	—	—	—	—	—	—
I	61	21 3	2.4 5	1.8 4	1.1	—	—	—	—	—	—
I	60	48 3	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	47	2 3	7.5 7	7.9 5	7.4 30	—	—	7.37	7.391	—	—
	30	—	0.2 2	0.7 0	—	—	—	—	—	—	—
	21	—	—	—	1.1 1	—	—	—	—	—	—
	09	94 2	—	—	9.8? 1	—	—	—	—	—	—
	06	4 1	6.6? 3	6.9 1	6.5 1	—	—	—	—	—	—
	1192	2? 1	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	94	4 1	4.1 3	4.1 2	4.4 1	—	—	—	—	—	—
	93	2 1	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	90	3? 1	—	0.1 2	—	—	—	—	—	—	—
III	76	08 7	—	6.0 8	—	—	6.359 3 5.988 3	6.36 5.98	—	6.40 4 6.03 4	—
III	75	56 7	5.6 15	—	5.7 50	—	5.711 4 5.577 2	5.66	5.644 10	5.72 5 5.31 4	—
III	74	74 7	—	—	—	—	5.261 3 4.922 3	5.25 4.92	—	4.96 4	—
IV	68	—	—	—	—	—	—	—	—	—	8.84 1
	48	—	—	6.4 0	8.7 1	—	—	—	—	—	—
II	41	—	1.5 4	2.3 5	1.7 1	—	—	—	1.61 1	1.61 2	—
	37	—	7.4 3	9.8 3	8.0? 1	—	—	—	—	7.021 6 6.336 6	—
	1091	—	2.6 3	—	1.8 1	—	—	—	—	—	—
	70	—	—	—	0.0 1	—	—	—	—	—	—
	66	3 1	6.0 8	6.5 5 4.0 0	6.2 10	—	—	—	—	—	—
II	36	84 5	6.7 12	7.2 8	6.8 5	7.03	7.018 2	7.03	—	7.021 6	—
II	36	22 5	—	—	—	6.33	6.339 2	6.33	—	6.336 7	—
	22	—	2.8 1	—	—	—	—	—	—	—	—
	14	—	—	—	4.2? 1	—	—	—	—	—	—
II	10	09 4	0.2 10	0.7 7	0.3 50	—	0.383 1 0.095 1	0.38 0.08	—	0.382 6 0.090 6	—
	09	—	—	—	—	—	9.863 1	—	—	9.870 5	—
III	976	7 8	7.1 12	7.4 3	7.0 50	—	7.031 5	—	—	7.02 12	—

		Simeon [355]	Millikan [379]	Hut-chinson [343]	Lang [371]	Smith u. Laird [468]	Hoag [487]	Bowen [475]
	966	—	6.6 0	—	—	—	—	—
	60	—	0.6 0	—	—	—	—	—
	54	—	4.4 0	—	—	—	—	—
	45	0 5	5.6 4	6.1 2	5.6 1	—	—	—
	37	3 1	6.4 1	—	7.3 1	—	—	—
	19	—	—	—	9.3 1	—	—	—
	15	—	—	—	5.8N?1	—	—	—
II	03	7 8	4.1 10	4.5 8	4.0 50	{4.47 4.17 3 3.62	4.046 15	4.472 7 4.133 8 3.960 8 3.620 7
	884	2 1	4.8 1	—	4.7 1	—	4.60 2	—
	69	—	—	—	9.4 1	—	—	—
	66	4 1	—	—	—	—	—	—
	64	5 1	—	—	—	—	—	—
II	58	2 7	8.5 5	—	8.4 40	—	—	{8.561 6 8.088 5
	48	5 2	8.4 0	—	8.4 1	—	—	—
	43	—	—	—	3.9 1	—	—	—
	40	6? 1	—	—	—	—	—	—
	34	0? 1	—	—	—	—	—	—
	32	8? 1	—	—	—	—	—	—
	25	0 1	—	—	—	—	—	—
	23	—	—	—	3.3 1	—	—	—
	15	—	—	—	5.8 1	—	—	—
	09	6 3	0.0 5	0.2 3	9.9 3	—	9.67?	—
II	06	2 4	6.7 6	7.1 6	6.5 30	—	6.58?	—
	799	6 2	9.4 5	0.2 4	9.8? 2	—	9.71?	—
	94	—	—	—	4.3 1	—	—	—
	86	—	6.5 1	—	6.6 1	—	6.47?	—
	84	—	—	—	4.2? 1	—	—	—
	65	5? 1	5.4?	—	—	—	—	—
	64	1? 1	4.1 1	—	4.3? 1	—	—	—
	47	—	—	—	7.7N?1	—	—	—
	43	—	3.6 0	—	—	—	—	—
	42	7? 1	—	—	—	—	—	—
	26	—	—	—	6.5 1	—	—	—
	21	—	—	—	1.7? 1	—	—	—
	10	7 1	1.0 0	1.6 0	1.0 1	—	—	—
	02	6 1	—	4.6 0	2.9 1	—	—	—
	00	6 1	—	99.3 0	0.0 1	—	—	—
	690	3 1	—	—	0.5 1	—	—	—
II	87	1 7	7.3 8	7.1 8	7.2 30	—	—	7.351 5
	87	—	—	—	—	—	—	7.053 5
	83	5 1	—	—	3.0 1	—	—	—
	80	6 1	—	—	0.8 1	—	—	—
	78	—	—	—	8.3 1	—	—	—
	75	—	—	—	5.0 1	—	—	—
	71	—	—	—	1.3N?1	—	—	—

		Simeon [355]	Millikan [379]	Hutchinson [343]	Lang [371]	Hoag [487]	Edlén u. Ericson [641]
	661	—	1.5 0	—	1.5 1	—	—
II	51	3 5	1.5 6	1.9 6	1.8 10	—	—
	44	—	—	—	4.9O? 1	—	—
II	41	8 3	1.8 5	2.3 4	1.6 3	—	—
	39	—	—	—	9.0 1	—	—
II	36	2 2	6.3 3	6.8 2	6.2 1	—	—
	33	7 1	—	—	—	—	—
	17	0 1	7.7 1	—	8.0 1	—	—
	09	1 1	9.5? 1	—	9.3? 1	—	—
	05	8 1	—	—	—	—	—
	00	3 1	—	—	0.3? 1		
II	594	9 4	5.1 5	5.5 5	5.1 8	5.02 2 4.79 2	—
	85	5 1	5.7 3	—	5.7 5		
	77	—	—	—	7.4 1	—	—
III	74	3 2	4.5 6	4.9 2	4.4 20	—	—
	64	8 2	4.7 3	5.2 1	5.3 2	—	—
	62	4 1	—	2.0 1	2.8? 1	—	—
II	60	5 2	0.5 3	—	0.5 2	—	—
	58	0 1	—	—	—	—	—
	49	6 2	9.6 2	0.1 0	9.6 2	—	—
II	43	4 1	3.5 2	4.0 0	3.4 2	—	—
III	38	3 3	8.4 7	9.8 2	8.8 30	—	—
III?	37	—	—	—	7.7 1	—	—
II	33	9 1	3.3 2	—	3.2 1	—	—
	530	—	—	—	0.4 1	—	—
	17	—	7.6 1	—	7.2? 1	—	—
III?	12	—	1.7 1	—	2.0 1	—	—
III	499	7 1	9.7 4	—	9.9 2	—	9.515
	93	—	3.7 1	—	3.8 1		
III	59	5 2	9.7 6	0.1 1	0.1 20	—	9.600 8 9.472 8
	50	9 1	0.9 1	—	1.1 1		
IV	20	3? 1	9.8 1	—	0.1 1	—	9.724 7 9.520 6
	17	0? 1	—	—	—		
	16	2 1	—	—	—	—	—
	04	—	—	—	4.3 3	—	—
	00	—	—	—	0.0 3		
III	389	—	—	—	9.5 1	—	9.09 4 8.96 4
III	86	1 2	6.4 4	—	5.9 1	—	6.203
IV	84	—	4.4 4	—	4.0 1	—	4.174 10
IV	84	—	—	—	—	—	4.020 8
	82	7 1	—	—	—	—	—
	82	1 1	—	—	—	—	—
III	71	5 1	2.1? 2	—	2.1 2	—	1.727 7
III	61	—	0.5 0	—	1.1 1	—	0.623 5
III	41	—	—	—	—	—	1.200 5
III	22	—	—	—	—	—	2.561 3
IV	12	—	—	—	2.7 1	—	2.426 5
IV	296	—	—	—	—	—	6.930 2
IV	89	—	—	—	—	—	9.226 4
IV	89	—	—	—	—	—	9.125 3

sind in der vorhergehenden Tabelle 5 zusammengestellt worden. Bei Linien, die schon irgendwie eingeordnet sind, ist die Ionisationsstufe in der ersten Kolonne bemerkt.

Zu den Linienspektren des C sind noch folgende Einzelheiten zu erwähnen:

Newbold [606] bombardiert eine Kohleplatte mit Elektronen, untersucht die Ausstrahlung auf elektrischem Wege und findet alle die kurzwelligen Linien von Millikan und Bowen in den Knicken seiner Kurven.

Bechert [697] diskutiert die von Goudsmit für die Termaufspaltung der Multipletts angegebenen Formeln, wenn sie auf die PP'-Gruppen der C^+ ähnlichen Spektren angewandt werden.

McLennan und McLay [460] finden Anzeichen dafür, daß die Struktur der Spektra von C den Bogenspektren von den in derselben Kolumne des periodischen Systems stehenden Elementen von Si I, Ge I, Sn I und Pb I analog sind.

Saha und Kichlu [546] berichten über eine Erweiterung des von G. Hertz entdeckten Gesetzes der irregulären Dubletts, das zuerst für Röntgenstrahlen gefunden und von Millikan und Bowen ins Sichtbare ausgedehnt wurde. Wenn man die Spektren einer Gruppe von aufeinanderfolgenden Elementen, die durch sukzessive Ionisation auf dieselbe Elektronenstruktur reduziert sind (C, N^+, O^{++}, Fe^{+++}, Ne^{++++}) vergleicht, so bilden die Frequenzen entsprechender Linien, bei denen die Hauptquantenzahl ungeändert bleibt, eine arithmetische Reihe. Man kann diese Regel zur Vorausbestimmung der Spektren benutzen, z. B. in der oben gegebenen Reihe zur Bestimmung des C. Man findet dann im C-Spektrum, daß die Linien $L_2(M_1 \rightarrow M_2)$ und $L_2(M_2 \rightarrow M_3)$ oberhalb 8000 Å liegen müssen.

Die in Indian Journal of Physics **4**, 359—365 (1930) beschriebene Methode der „Horizontalcomparison", die es ermöglicht, das Spektrum eines unklassifizierten Elementes einzureihen, wird von Majumdar [672] auf die Übergänge $M_2 \leftarrow M_3$, $N_2 \leftarrow N_3$ des C^+ angewandt.

Gilles [718] untersucht die Termwerte homologer Reihen der Ionen der Elemente der ersten großen Periode auf Gesetzmäßigkeiten und findet quantitative Beziehungen nicht nur in den Differenzen von Termen gleicher Multiplizität, sondern auch solcher verschiedener Multiplizität. Solche Beziehungen lassen sich finden zwischen Quartett und Triplettermen der Konfigurationen $1s^2 2s^2 2p\, 3p$ bis $1s^2 2s^2 2p^5 3p$. Zwischen analogen Termen lassen sich Differenzen erkennen, welche ganze Vielfache von 80 zu sein scheinen. Ähnliche Beziehungen finden sich anscheinend auch in den verschiedenen Ionisationsarbeiten eines Elementes.

Eine Berichtigung zu der von Schniederjost (Zs. f. wiss. Photogr. **2**, p. 283 [1904]) veröffentlichten Arbeit gibt Jevons [368]. Von den im Ultravioletten als Bogenlinien des Sauerstoffs gedeuteten Linien kann Jevons nur λ 2883.93 als wahre Sauerstofflinie identifizieren. Von den übrigen 24 Linien sind 21 Bandenkanten des Kohlenstoffs, von denen die meisten der ersten negativen Gruppe, zwei jedoch der ersten positiven Gruppe angehören. Kohlenstoff tritt im Entladungsröhre leicht als Verunreinigung auf, so daß schwache Banden leicht mit diffusen Linien verwechselt werden können.

Cameron [428] untersucht den Einfluß von Edelgasbeimischungen auf einzelne Banden u. Linienspektra. Kohlebogenlinien sind in einem Gemisch mit Helium vorhanden, nicht dagegen in einem Gemisch mit Neon und Argon. Einige Funkenlinien

sind aber sowohl in Helium als auch in Neon vorhanden, was um so verwunderlicher ist, als Saunders für das erste Ionisationspotential des neutralen Atoms 7 bis 8 Volt angibt, also Bogenlinien in allen drei Gasen auftreten müßten. Die Erscheinung läßt sich nur zum Teil erklären, und zwar nimmt Cameron an, daß bei der Entstehung solcher Spektren ein Edelgas derart mitwirkt, daß durch seine Fähigkeit, selbst Anregungsenergie aufzunehmen, die Energie beschränkt wird, die zur Anregung notwendig ist.

Eine genaue Untersuchung der Kohlelinie λ 4267 führt Wolf [472] durch. In einem Kohlerohrwiderstandsofen nach King wird zwischen den Enden des in seinem mittleren Teile durchgebrannten Heizrohres ein Vakuumbogen erzeugt, der sich bei einer bis zu etwa 15 cm wachsenden Länge etwa eine halbe bis eine Stunde aufrecht erhalten läßt. Die Spannung wird dabei allmählich von 15 bis 20 Volt gesteigert, wobei der Strom von 450 auf 900 Ampere zunimmt. Die Aufnahmen zeigen die Kohlelinie λ 4267 doppelt bei völliger Trennung der Einzelkomponenten. Die Wellenlängen der Einzellinien sind $\lambda = 4267.261 \pm 0.010$ und λ 4267.031 ± 0.010. Die langwellige Komponente ist mehr als doppelt so intensiv wie die kurzwellige.

Röntgenspektrum.

Ungefähr gleichzeitig mit der Herausgabe des vorhergehenden Bandes begannen die Untersuchungen über das Röntgenspektrum von Kohlenstoff, wobei man anfänglich auf indirekte Methoden angewiesen war.

Hierfür kommt in Betracht die Bestimmung von „kritischen Potentialen". Diese Methode beruht auf der Feststellung von mehr oder weniger ausgeprägten Knicken, welche die Kurve des Gesamtphotoelektronenstroms als Funktion der Röhrenspannung aufweist, wenn eine Anregungsspannung überschritten wird. In Wellenlängen ausgedrückt entspricht sie somit einer Absorptionskante. Während diese Methode bei schwereren Elementen oft sehr widersprechende Ergebnisse liefert, zeigt sich bei den leichteren Elementen eine leidliche Übereinstimmung mit denen neuerer Methoden.

Es folgen die Angaben der verschiedenen Autoren nebst den sich gemäß der Gleichung

$$\lambda = \frac{12345}{V} \text{ Å}$$

ergebenden Wellenlängen.

Tabelle 1. Kritische Potentiale.

Autor	K		L	
	V	λ	V	λ
Kurth [309, 310]	289	42.6	32.9; 75.0	375; 165
Mohler und Foote [312, 325, 326]	272	45.4	—	—
Richardson und Bazzoni [313]	286	43.4	—	—
Hughes [319]	215	57.5	34.5; 74.0	358; 167
Holtsmark [318]	285—290	42.9	—	—
Levi [372]	293.0	42	35.0; 23	352; 540
Richardson und Chalklin [464]	292.8	42.2	39.5	312.5
Lukirski [374, 375]	288	42.9	35	352

Ferner machen Mc Lennan und Clark [345], Mohler und Foote [312, 325, 326], Richardson und Chalklin [545], Compton und Thomas [430] Angaben, die jedoch keine rechte Deutung zulassen und darum hier nicht aufgeführt werden sollen.

Als zweite indirekte Methode mag die Bestimmung von „Absorptionsdiskontinuitäten", ebenfalls als Funktion der Spannung gelten, die das Füllgas einer Ionisationskammer aufweist; eine Methode, die genauere Ergebnisse liefert. Auf diesem Wege fand Holweck [448—450] (siehe auch Holweck, De la lumière aux rayons X, Presses universitaires) 280.5 V, entsprechend 44.0 A.

Eine indirekte Linienmessung ist durch Bestimmung der Geschwindigkeit der Photoelektronen möglich. Lukirski [375] wendet dafür die Methode des verzögernden Gegenfeldes im Kugelkondensator an und findet $K\alpha$ zu 48.9 Å, sowie in Übereinstimmung mit den Millikanschen Messungen nicht aufgelöste Linien der L-Reihe bei über 400 Å aus den benötigten Gegenspannungen von 252 bzw. < 30 V.

Nach der gleichen Methode findet Rudberg [748, 749] für $K\alpha$: 265 Volt, nach magnetischer Geschwindigkeitsmessung 277 $\pm$ 10 Volt, entsprechend 46.1 bzw. 44.6 Å.

Eine direkte Messung wurde zuerst von Dauvillier [432] ausgeführt, er fand $K\alpha$: 45.5 Å, indem er als Kristallgitter Melissinsäure auf Blei benutzte.

Gegenüber diesen älteren Methoden gestattet die von Compton und Thibaud eingeführte Benutzung von Strichgittern bei streifender Inzidenz eine wesentlich höhere Genauigkeit zu erzielen. Thibaud faßt seine z. T. mit Soltan ausgeführten Arbeiten auf diesem Gebiete [549, 514, 515, 516] in [550] zusammen. Osgood [509] erhielt Spektren mittels eines Konkavgitters, doch ist die in diesem Gebiet zu erreichende Genauigkeit wesentlich geringer als bei längeren Wellen, weswegen alle übrigen Messungen mit Plangittern ausgeführt wurden.

Bazzoni, Faust und Weatherby [561, 562] geben an, eine Feinstruktur der $K\alpha$-Linie gefunden zu haben. Faust [648] photometriert die Platten dieser Autoren und deutet die Zacken der Kurve als neun Komponenten der Wellenlängen: 42.7, 43.2, 44.0, 44.7, 45.3, 46.2, 46.6, 47.2 und 47.7 Å. Dabei liegt das Maximum für die Spannungen 1500 und 2500 Volt bei 45.3 bzw. 44.0 Å.

Diese Struktur wurde jedoch von Siegbahn und Magnusson [685] sowie Söderman [619] nicht aufgefunden und durch Gitterfehler erklärt [688]. Prins [747] gibt in seinen Arbeiten, die er an Kristallmessungen anschließt[1]), jedoch eine gewisse Unsymmetrie der Photometerkurven an: Steiler Anstieg bei 43.5 Å, langsamerer Anstieg bei 44.5 Å, Maximum und Schwerpunkt bei 44.65 Å und dann langsamer Abfall bis 46.5 bzw. 47.5 Å bei stärkerer Intensität. Er hält diese Struktur für reell und möglicherweise durch die Lage der Absorptionskante bedingt. Vgl. hierzu die ff. Bemerkung zur Arbeit von Neufeldt.

Laby und Bingham [669] schlagen vor, die klassische Rowlandsche Methode der Koinzidenzen verschiedener Ordnungen auch auf dieses Gebiet anzuwenden. Es gelang ihnen, die Kohlenstofflinie bis zur achtzehnten Ordnung zu photographieren, entsprechend 810 Å, wodurch ohne die schwierig auszuführenden Messungen kleiner Winkel eine größere Genauigkeit möglich erscheint. Jedoch wird in der genannten Arbeit nur C $K\alpha$ relativ zu Cu $L\alpha$ bestimmt.

---

[1]) Z. B. Cu$L\alpha$: 13.30 Å, Al$K\alpha$: 8.323 Å, ohne Angabe des Autors.

Wegen der Kβ-Linie, die Neufeldt [740] gefunden zu haben glaubt, siehe weiter unten.

Thibaud [549] hat auch das Absorptionsspektrum photographiert, das die Fettdämpfe seiner Apparatur liefern. Er gibt für die K-Kante den Wert 43.5 Å an, wobei sich an der kurzwelligen Seite eine weiße Linie finde.

Vor allem ist hier die Arbeit von Neufeldt [740] zu nennen, der die durch ein Strichgitter zerlegte Strahlung mit einem Elektronenzählrohr untersucht. Diese Methode gestattet neben der Wellenlänge auch quantitativ den Absorptionskoeffizienten zu bestimmen. Er findet eine stark ausgeprägte Feinstruktur der Kohlenstoffkante, die hier aufgeführt werden soll. Als Absorber diente Zelluloid.

Tabelle 2.

	Spannung Volt	λ [Å]	Differenz Volt
Hauptkante	283.8	43.5	—
Feinstrukturkante I	308.1	40.1	24.3 ± 0.5
II	318.9	38.8	35.1 ± 0.5
III	363.0	34.0	79.2 ± 0.5

Doch gibt Geiger[3]) an, daß er die Kurven nicht habe reproduzieren können (Zusatz bei der Korrektur).

Diese Feinstruktur dürfte auch die Erklärung dafür bieten, daß die von Neufeldt aufgenommene Intensitätskurve der Kα-Linie eine „Komponente“ bei 41.8 Å zeigt, die er für die Kβ-Linie hält. In Wirklichkeit fällt diese Stelle genau mit dem aus der Absorptionskurve hervorgehenden ersten Absorptionsminimum, der zwischenliegende Sattel dagegen mit dem ersten Absorptionsmaximum zusammen, das er an anderer Stelle für die als Fenster des Zählrohrs dienende Zelluloidfolie ermittelt hat. Sein Befund dürfte daher zum mindesten keinen Beweis für die Existenz der Kβ-Linie darstellen, sondern eher eine Art Selbstumkehr wie im optischen Gebiet, wie auch schon Prins [747] zur Erklärung seiner Linienstruktur vermutet.

Die Messungen für die Kα-Linie sind in folgender Tabelle zusammengefaßt:

Autor	λ [Å]
Thibaud [550]	44.9 ± 0.3
Hunt [492], [493]	45.8
Osgood [509]	43.96
Weatherby [554]	45.4 ± 0.2
Söderman [619]	44.70 ± 0.09
Howe [592]	44.60 ± 0.04
Osgood [509]	44.52 ± 0.05
Bazzoni, Faust u. Weatherby [561, 562]	44.2 Komp.: 42.0, 45.4, 46.15
Söderman [688]	44.54 ± 0.04 Breite 1 Å.
Laby und Bingham [669]	44.7 — 44.8[1])
Prins [747]	44.65 ± 0.1[2])

[1]) Relativ zu Cu Lα: 13.32 Å. [2]) Relativ zu Kristallmessungen, siehe oben.

[3]) Zs. f. Phys. **76**, p. 420 (1932).

Ray [682, 683] glaubte eine dem Rameffekt analoge Erscheinung gefunden zu haben. Seine Ergebnisse wurden jedoch von anderen Autoren wie Coster, Nitta und Thyssen [570], Cork [706, 707], Lindsay [732], Berg und Ernst [698] und anderen nicht wieder aufgefunden und beruhen wahrscheinlich auf methodischen Fehlern Rays.

Die zahlreichen, besonders an Graphit und organischen Verbindungen ausgeführten Beobachtungen über den Comptoneffekt gehören nicht in den Rahmen dieses Buches.

2. Bandenspektren.

Die Bandenspektren des Kohlenstoffs und seiner Verbindungen umfassen ein ungeheures Gebiet, das eingehend behandelt einen ganzen Band für sich füllen würde. Offenbar ist hier der Zusammenhang mit der gesamten Chemie der Kohlenstoffverbindungen. Es sollen daher auch hier wie schon in den früheren Bänden V und VII dieses Handbuches, nur diejenigen Bandenspektren der einfachsten Kohlenstoffverbindungen aufgenommen und besprochen werden, die einigermaßen gründlich spektroskopisch untersucht sind. Es sind das in erster Linie die Bandenspektren der Moleküle C_2, CO, CO^+, CO_2, CN, CCl^4, CS, CS_2, CH, H_2C_2; CH_4 und C_2H_4.

Am Schluß geben wir noch eine Zusammenstellung der wichtigsten Arbeiten über das C_6H_6-Spektrum, da dieses Spektrum in letzter Zeit außerordentlich an Interesse gewonnen hat und wohl bald aufgeklärt sein wird. Für solche Untersuchungen mag diese Zusammenstellung von Vorteil sein.

Wir geben zunächst eine Übersicht der hier besprochenen Banden-Spektren, so daß eine Orientierung leicht möglich ist.

Zusammenstellung der im folgenden besprochenen Banden.

Seite

I. Die Banden des C_2-Moleküls 298
1. Das Singulett-System 298
2. Sie Swan-Banden 299
3. Die Hochdruckbanden Fowlers 301
II. Die Banden des CO-Moleküls 302
1. 4. positive Gruppe von Deslandres 303
2. Die Cameron-Banden 306
3. Die 3-A-Banden 307
4. Die Kaplan-Banden 308
5. Die 5-B-Banden 308
6. 3. positive Gruppe 309
7. Die Merton-Johnson- oder Triplett-Banden 309
8. Die Banden von Asundi 311
9. Die Herzberg-Banden 312
10. Die Ångström-Banden 313
III. Die Banden des CO+-Moleküls 316
1. Das Kometenschwanzspektrum 316
2. 1. negative Gruppe von Deslandres 319
3. Die Baldet-Johnson- oder Kombinations-Banden 320
IV. Das Bandenspektrum des CO_2-Moleküls 321
1. 2. negative Gruppe von Deslandres 321
2. Das CO_2-Absorptionsspektrum von Leifson 323
3. Das ultrarote Absorptionsspektrum des CO_2 323

V. Die Banden des CN-Moleküls . . . 323
1. Die violetten Cyan-Banden . . . 324
2. Die roten Cyan-Banden . . . 326
3. Die Banden von Raffety . . . 327
4. Die Banden von Cyanwasserstoff . . . 327
5. Halogencyanid . . . 329
VI. Die Banden des CCl_4-Moleküls . . . 329
VII. Die Banden des CS-Moleküls . . . 331
VIII. Die Banden des CS_2-Moleküls . . . 332
IX. Die Banden des CH-Moleküls . . . 333
X. Die Banden des Azetylens . . . 335
XI. Die Banden des Äthylens und des Äthans . . . 336
XII. Die Banden des Methans . . . 337

I. Die Banden des Kohlenstoff-Moleküls C_2.

Bisher sind 3 Bandenspektren des C_2-Moleküls sicher bekannt geworden.

1. Das Singulettsystem (Banden von Deslandres).
2. Die Swanbanden (Deslandres 1. pos. Gruppe).
3. Die Hochdruckbanden Fowlers.

Das Singulett-System:

Im Jahre 1905 beobachteten Deslandres und d'Azambuja (C. R. **140** p. 917) in CO und CO_2 bei höherem Druck eine Anzahl Banden, die mit den Swanbanden zusammen auftraten. Die folgenden Wellenlängen für die Bandenkanten finden sich in der Arbeit: 4680.62?, 4372.57?, 4102.47 (5), 3852.26 (8), 3607.44 (6), 3593.43 (4), 3587.83 (6), 3399.87 (1), 3398.20 (4). Eine weitere Untersuchung über dieses Spektrum lieferte dann Raffety [255] mit der Angabe neuer Kanten bei 4102.5, 4068.0, 3854.0 und 3827.5? Å. Dieke und Lochte-Holtgreven [640] untersuchen das Spektrum bei kondensierter Entladung durch strömendes Azetylen sehr genau. An der Gaseintrittsstelle bildet sich schnell ein schwarzer Niederschlag, dann folgt eine Stelle mit intensiv grünem Leuchten, die Swanbanden und die Banden des Singulettsystems liefert. Die Aufnahmen werden am Gitter ausgeführt mit einer relativen Genauigkeit von einigen Tausendstel und einer absoluten Genauigkeit von einem Hundertstel Å. Es werden 4 Gruppen bei 4102, 3852, 3607, 3396 Å gefunden. Die Verfasser geben das folgende Kantenschema:

v' \ v''	0	1	2	3	4
0	3852.1 (10)	4102.3 (9)	—	—	—
1	3607.3 (8)	3825.6 (5)	4062.0 (6)	—	—
2	3399.8 (5)	3592.9 (7)	—	4041.9 (4)	4026.9 (1)
3	—	3398.1 (5)	3587.6 (5)	—	—

Auf Feinstruktur wird die (0,0)-Bande 3852 untersucht, in der aber auch die schwächere Bande (1,1) bei 3825 enthalten ist. Es wird ein P- und R-Zweig gefunden, deren Linien abwechselnd nach Rot und Violett verschoben sind. Von einem Q-Zweig sind nur die ersten 3 oder 4 Glieder vorhanden. In der Nähe der Nullinie

fallen 3 Linien aus. Die Verfasser berechnen das Trägheitsmoment für den Anfangs- und Endzustand zu 15.62 und 17.22 $\times 10^{-40}$ gr·cm².

Fast gleichzeitig mit der Arbeit [640] erschien eine Untersuchung von Kopfermann und Schweitzer [666], die die Banden im Vakuumkohlebogen aufgenommen haben. Die Feinstruktur der Banden 4102, 3852 und 3607 Å wurde untersucht. Zwei R- und P-Zweige werden gefunden. Die Ergebnisse stimmen mit [640] überein. Johnson [659] ordnet die Banden in ein Kantenschema ein, das mit dem obigen übereinstimmt. Er erhält die Banden gut in einem Geißlerrohr mit Kohle-Elektroden bei einem Zusatz von 30—40 mm Ar und etwas H. Es sind das dieselben Bedingungen, die Johnson für die Swan-Banden angibt. Die Kanten dieses $^1\Pi^+ \rightarrow {}^1\Pi$-Systems werden durch die Formel

$$\nu = 25952 + (1789.14\, v' - 23.0\, v'^2 - 4.16\, v'^3) - (1594.8\, v - 12.7\, v^2)$$

dargestellt.

Jede Teilbande des Singulett-Systems besteht also aus je zwei P-, Q- und R-Zweigen, bei denen jede zweite Linie fehlt. Dies gibt uns die Bestätigung dafür, daß es sich hier nur um ein symmetrisches Molekül ohne Kernspin handeln kann.

Angaben über die Rotationsstruktur der (0,0) Bande finden sich bei Dieke und Lochte-Holtgreven [640].

Die Swan-Banden.

Die Swan-Banden sind wohl die ersten Banden, die überhaupt beobachtet worden sind, denn sie werden schon von Wollaston 1802 im Kerzenlicht erwähnt. Eine genauere Beschreibung findet sich aber erst bei Swan im Jahre 1857. Es gibt kaum ein Bandenspektrum, über dessen Träger so viel diskutiert worden ist, wie beim Swan-Bandenspektrum. Die ältere Geschichte dieses Spektrums findet sich in Band V, p. 198 ff. und Band **VII** p. 139 ff. Der Streit drehte sich in erster Linie um die Frage, ob der Träger des Spektrums das CH- oder CC-Molekül sei. Liveing und Dewar vertraten anfangs in zahlreichen Arbeiten die Ansicht, daß das CH-Molekül der Träger des Spektrums sei. Sie gelangten aber schließlich (Proc. Roy. Soc. A. **34** p. 418 [1882]) zu der Überzeugung, daß die Banden dem C_2 zuzuschreiben seien. Die Autorität von Liveing und Dewar und die allgemeine Zuverlässigkeit ihrer Angaben scheint bewirkt zu haben, daß für die nächste Zeit ihre Auffassung allgemein angenommen wurde. Aber 1902 kam Smithells und dann Baly zu der Ansicht, daß die Swan-Banden dem CO zugeordnet werden müßten. Indessen konnten sie damit nicht durchdringen. Neuerdings ist Johnson wieder auf CH zurückgekommen. Er ging dabei von folgenden Beobachtungen aus: In einem Geißlerrohr mit Kohleelektroden und Argon-Füllung sieht man keine Spur der Swan-Banden. Sobald etwas H zugeführt wird, erscheinen sie kräftig, verschwinden aber, sobald das H wieder entfernt wird. So schloß Johnson auf einen Träger des Spektrums, der C und H enthalten mußte. Der Bau des Spektrums bewies jedoch, daß das emittierende Molekül nur aus zwei gleichen Atomen oder Atomgruppen bestehen, also nicht CH sein kann. So führte diese Überlegung Johnson auf das HC≡CH, Acetylen. Gegen diese Deutung trat zuerst Pretty [543] auf, der die Swanbanden in Röhren erhielt, in denen sicher keine Spur von H vorhanden war, wie das Fehlen der Balmerlinien und der CH-Banden bewies. Er gab dann auch

eine befriedigende Erklärung des Versuches von Johnson. In einem Geißlerrohr mit Argonfüllung und Kohleelektroden entsteht durch die Entladung kein Kohlendampf. Fügt man aber Wasserstoff hinzu, so bildet sich an den Elektroden ein Kohlenwasserstoff, der das Rohr erfüllt und durch die Entladung in H_2 und C_2 zersetzt wird. Die hierbei entstehenden Moleküle können dann das Swanspektrum emittieren.

Heute läßt sich die Entscheidung über den Träger eines Bandenspektrums sicher aus der Bandenanalyse treffen. Die Zuordnung des Swanspektrums zum C_2 kann heute als unbedingt sicher gelten (Mulliken [504—507], Hedfeld u. Mecke [649], Johnson und Asundi [596]).

Eine eingehende Untersuchung der Banden ist von Johnson [494] vorgenommen worden. Er hebt hervor, daß das im Kohlebogen erhaltene Spektrum von den Geißlerrohrspektren wesentlich verschieden sei. Johnson gibt eine Tabelle mit mehreren Tausend Linien des Swanspektrums. Als Meßgenauigkeit wird von ihm 0.002 Å angegeben. Die absolute Genauigkeit würde dann also etwa 0.01 Å sein. Das Kantenschema nach Johnson [494] sei im folgenden mitgeteilt:

v′	v″ = 0	1	2	3	4	5	6	7
0	5165.22	5635.53	6191.21	—	—	—	—	—
1	4737.08	5129.34	5585.49	6122.07	—	—	—	—
2	4382.48	4715.23	5097.66	5540.68	6059.68	6677.31	—	—
3	—	4371.43	4697.60	—	5501.91	6004.88	6599.25	—
4	—	—	4365.16	4684.78	—	5470.28	5958.7	6533.68
5	—	—	—	—	4678.59	—	—	5923.42

Als Nullinien-Formel gibt Johnson [494]

$$\nu = 19379.2 + v'(1773.42 - 19.35\, v') - v'(1629.88 - 11.67\, v').$$

Durch ein graphisches Verfahren bestimmt Johnson das Trägheitsmoment im Anfangs- und Endzustand zu 16.236 und 17.410×10^{-40} gr cm², wobei die Kernabstände 1.230 und 1.274 Å betragen.

Eine zweite ausführliche Untersuchung dieses Spektrums stammt von Shea [511]. Er behandelt die Banden 5165 (0,0), 5635 (0,1), 4737 (1,0), 5129 (1,1) und 5585 (1.2). Er gibt ein etwas anderes Kantenschema, das mit Mecke [412] und Birge [662] übereinstimmt und daher hier auch noch angeführt werden soll:

v′	v″ = 0	1	2	3	4	5	6	7
0	5165	5635	6188	—	—	—	—	—
1	4737	5129	5585	6126	—	—	—	—
2	4382	4715	5101	5541	6052	—	—	—
3	—	4371	4697	—	5502	5999	—	—
4	—	—	4365	4684	—	5473	—	—
5	—	—	—	—	4673	—	5442	—
6	—	—	—	—	—	4666	—	5423
7	—	—	—	—	—	—	4663	—

Die Analyse des Spektrums zeigt bei den verschiedenen Autoren mannigfache Verschiedenheiten. Es muß dafür auf die Originalarbeiten verwiesen werden: Leinen [172], Thiele [137], Heurlinger [260], Kopfermann und Schweitzer [666].

Die Analyse der Feinstruktur des Spektrums zeigt für jede Bande 2 P- und R-Zweige, da wir einen $^3\Pi^* \rightarrow {}^3\Pi$-Übergang vor uns haben und die Q-Zweige wegen ihrer geringen Intensität nicht beobachtet wurden.

Shea findet bei seiner Analyse 3 R- und 2 P-Zweige, die abwechselnde Rot- und Violettverschiebungen zeigen. Die Swanbanden entsprechen einem $^3\Pi^* \rightarrow {}^3\Pi$-Übergang.

Über den Einfluß von Edelgasen auf das Auftreten der Swanbanden in Geißlerröhren mit CO liegen Angaben von Merton und Johnson [346] für He, von Johnson und Cameron [369] für Ar, von Cameron [428] für Ne vor. Im allgemeinen werden die Swanbanden verstärkt oder erscheinen, wo sie ohne Edelgaszusatz ganz fehlen.

Kopfermann und Schweitzer [666] geben an, sie hätten noch ein 4. Bandensystem des C_2 gefunden, geben aber keine Messungen an.

Hori [451] erhält bei Explosionen die Swanbanden umgekehrt.

Isotopieeffekt wurde von King und Birge [662, 663] an den Swanbanden untersucht und dabei ein Kohlenstoffisotop C^{13} gefunden. Die Bande bei 4737 zeigt eine Vorbande, die um etwa 7,5 Å nach rot verschoben ist. Genaue Messungen zeigten, daß dies einem Molekül $C^{12}C^{13}$ entspricht.

Die Hochdruckbanden Fowlers.

Fowler [204] fand, daß in Geißlerröhren mit CO von etwa 100 mm Druck ein neues Bandensystem auftritt (s. Band **VII** p. 143). Die nach Violett abschattierten Banden haben Kanten bei

6441 (4)	5897 (6)	5431 (5)	5030 (2)	4679 (10)	4365 (5)
6420 (2)	5878	5413 (2)	5015 (1)	4663 (4)	4353 (2).

Fowler und Strutt fanden die beiden ersten Paare auch bei Einwirkung von aktivem Stickstoff auf sorgfältig getrocknetes Cy, so daß sie schon vermuteten, daß die gefundenen Banden nicht zu CO sondern zu C_2 gehörten. Johnson und Asundi [597] haben diese Annahme nun bestätigt. Außerdem wurden die Banden von Merton und Johnson [346] aufgenommen in Geißlerröhren mit CO von 5 mm Druck. In der Kapillare waren bei kondensierter Entladung die Swanbanden und die Hochdruckbanden zusammen sichtbar, aber an der Übergangsstelle vom engen zum weiten Rohr traten die Hochdruckbanden hervor. Johnson und Asundi erzeugen das Spektrum in langen weiten Rohren mit CO von 20—40 mm Druck mit Kohleelektroden und kondensierter Entladung. Die Anwesenheit von H, H_2O und CO_2 verhindert das Auftreten der Banden. Die Aufnahmen wurden mit einem 6 m Gitter ausgeführt. Sie finden dabei folgende nach Violett abschattierte Banden:

	v'' = 0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
I	3419 1	3619.5 1	— —	4093 2	4368.82 7	4680.17 15	— —	5434.93 .5	5899.27 10	6442.27 8	7083.2 6	7852.5 4

Kantenformel: $\nu = 29212 - (1627\,v'' - 11.7\,v''^2)$. Ein Vergleich mit der Formel der Swanbanden ergibt denselben Endzustand und beweist somit eindeutig die Zugehörigkeit des Spektrums zu C_2.

Die Feinstruktur der Banden wird untersucht bei $v'' = 4, 5, 8$ und 9. Die Banden besitzen nur P- und R-Zweige und sind den Swanbanden sehr ähnlich.

Die Hochdruckbanden entsprechen ebenfalls einem $^3\Pi^{**} \rightarrow {}^3\Pi$-Übergang.

II. Die Bandenspektren des CO-Moleküls.

Von den 16 bisher bekannt gewordenen Bandenspektren des CO-Moleküls sollen hier nur 10 besprochen werden, da von den übrigen nur allzu spärliches Material vorliegt.

In der weiter unten folgenden Zusammenstellung der Banden sollen diese Banden aber mitaufgeführt werden.

Einige Arbeiten, die sich mit mehreren Bandenspektren des CO zusammenfassend beschäftigen, sollen hier zusammengestellt werden: Birge [389, 390, 422, 423, 425], Duffendack und Fox [438, 479], Herzberg [529, 530], Johnson [406, 456, 457, 598], Kratzer [370], Mulliken [463, 765], Mohler und Foote [502].

Wir lassen nun eine erste Tabelle nach Johnson [598] folgen, die die wichtigsten Daten der CO-Spektren zusammenstellt.

Term	Termwert	Type	ω_0	Übergang	Name
X	0	$^1\Sigma$	2155	—	—
a	48530	$^5\Pi_i$	1726	a — X	Cameron-Banden
a′	58927	$^5\Sigma$?	1155	a′ — a	Asundi-Banden
d	64060	$^5\Pi$	1105	d — a	Triplett-Banden
b	83825	$^5\Sigma$	?	b — a	3. positive Gruppe
b	86038	$^5\Delta$?	?	b′ — a	5-B-Banden
c	92093	$^5\Pi_i$	?	c — a	3-A-Banden
A	64765	$^1\Pi$	1502	A — X	4. positive Gruppe
B	86929	$^1\Sigma$	2132	B — A	Angström-Banden
C	91923	$^1\Sigma$	?	C — A	Herzberg-Banden
E	92923	$^1\Sigma$?	(2134)	—	—
F	99730	$^1\Pi$?	1916	—	—
G	105266	?	?	—	—

Es folgt nun eine Liste der 16 CO-Banden nach Johnson [598].

Man findet bei diesem auch eine graphische Darstellung der einzelnen Übergänge, die hier nur durch die üblichen großen und kleinen Buchstaben bezeichnet werden können. Außerdem ist hier noch die Kaplan-Bande e—a als 17te hinzugefügt.

1. Absorptionsbanden von Hopfield-Birge . . . . G ← X
2. „ „ „ . . . . F ← X
3. „ „ „ . . . . E ← X
4. „ „ „ . . . . C ← X
5. „ „ „ . . . . B ← X

6.*	4. positive Gruppe	A ⇄ X
7.	Absorptionsbanden von Hopfield-Birge	b ⇄ X
8.	„ „ „	a′ ← X
9.*	Cameron-Banden	a ⇄ X
10.*	3-A-Banden	c → a
11.*	Kaplan-Banden	e → a
12.*	5-B-Banden	b′ → a
13.*	3. positive Gruppe	b → a
14.*	Merton-Johnson Triplett-Banden	d → a
15.*	Asundi-Banden	a′ → a
16.*	Herzberg-Banden	C → A
17.*	Ångström-Banden	B → A

* Diese 10 Banden werden also im folgenden behandelt, den Anfang macht Nr. 6.

1. (Nr. 6 der Liste) 4. positive Gruppe von Deslandres.

Deslandres [111] (C. R. **106** p. 842 [1888]) hat eine Reihe nach Rot abschattierter Banden gemessen und als 4. positive Gruppe bezeichnet. Er hielt sie für Banden des Kohlenstoffmoleküls und teilte sie in 5 Serien ein. Dann hat Lyman [193] eine Serie von Banden im Schumann-Gebiet erhalten, zwischen 2068 und 1535 Å. Die beiden ersten Banden 2068.4 und 2047.0 waren offenbar identisch mit den beiden letzten Banden von Deslandres, 2068.8 und 2045.6, und Lyman zeigte, daß man die von ihm gefundenen Banden auch in die 5 Serien von Deslandres zerlegen könne. Das Bandensystem war damit also bis 1630 ausgedehnt, während die Einordnung der folgenden Kanten unsicher blieb. Spätere Messungen von Hof [248] sollen hier wegen ihrer Ungenauigkeit nicht berücksichtigt werden. Bair [270] (Bd. VII) untersuchte das Gebiet von 2262—1946 und stellte damit eine gute Verbindung der Messungen von Deslandres und Lyman her. Endlich hat Duncan (Astrophys. J. **62** p. 155 [1925]) einige Linien erhalten, sie aber für eine neue N-Serie gehalten, was von Birge richtiggestellt wurde.

Erst durch die Arbeiten Leifsons [459] wurde der Träger dieses Spektrums endgültig festgestellt. Leifson erhielt die Banden in Absorption durch kaltes CO und zwar eine ganze Anzahl der Lymanschen Banden zwischen 1511 und 1345 Å. Einige weitere Linien gingen noch bis 1264 Å.

Birge hat das Spektrum völlig gedeutet, soweit genaue Messungen vorhanden waren. Er benutzt für das Spektrum bis 2000 Å die Messungen von Deslandres um 1 Å vergrößert, weil er glaubte, diese Messungen seien um diesen Betrag zu klein. Herzberg [530] stellte diesen Irrtum richtig. Unter 2000 Å wurden natürlich die Messungen Lymans genommen. Es gelang, etwa 150 Kanten in ein Kantenschema einzuordnen und eine Formel für diese Kanten zu finden.

Weitere Messungen wurden von Estay [647] vorgenommen (2799 — 1970 Å), ferner von Hendrick und Fox [650] (2173 — 1280 Å). In der letzteren Arbeit findet sich auch eine Reproduktion einer Aufnahme.

In der nun folgenden Tabelle sind diese Messungen zusammengestellt. In der letzten Spalte ist die Einordnung nach Birge und Estay enthalten.

Tabelle der Kanten der 4. positiven Gruppe.

I	Birge (Deslandres) [423]	Estey [647]	Bair [270]	v′—v″ [423]
9[1])	2799	99.7	—	9—22
8[1])	85	85.4	—	4—18
6[1])	42	42.6	—	11—23
4[1])	40	40.0	—	7—20
4[1])	12	12.1	—	6—15[2])
6[1])	2698	98.3	—	13—24
3[1])	84	84.0	—	5—18
5[1])	80	80.8	—	9—21
4[1])	62	62.9	—	12—23
4[1])	61	61.5	—	15—25
4[1])	59	59.6	—	4—17
4	30.5	30.0	—	11—22
6	00	98.3	—	10—21
1	2594	94.5	—	16—25
4	69.2	67.8	—	9—20[3])
2	57.8	56.0	—	12—22
4	39.7	38.6	—	8—19
4	25.1	—	—	11—21
—	21	21.8	—	14—23
6	11.8	09.9	—	7—18
4	2493.7	92.9	—	10—20
4	85.2	83.8	—	6—17
4	64.3	63.2	—	9—19
2	59.8	58.0	—	5—16
8	36.0	33.9	—	8—18[4])
6	26.0	24.1	—	11—21
8	08.4	07.6	—	7—17
6	2395.0	94.2	—	10—19
—	93	93.1	—	13—21
8	82.5	81.6	—	6—16
6	65.8	65.5	—	9—18
4	57.3	56.5	—	5—15
6	38.7	37.9	—	8—17
2	33.5	32.5	—	4—14[5])
8	12.4	11.5	—	7—16
4	10.7	—	—	3—13
2	02.7	—	—	10—18
8	2287.2	86.1	—	6—15[6])
4	74.5	73.9	—	9—17[7])
6	72.0	72.3	—	12—19
4	62.6	61.7	62.6	5—14
4	47.7	47.2	47.5	8—16
4	38.8	38.3	38.6	4—13
8	21.7	21.5	22.1	7—15
6	16.3	15.8	16.3	3—12[8])
1	09.9	—	—	—

I [423]	Birge [423]	Estey [647]	Bair [270]	Hend-rick [650]	v′—v″ [423]
8	2196.9	96.8	96.9	—	6—14
6	95.0	—	—	—	2—11
2	89.1	—	89.3	—	9—16
—	88.0	—	88.0	—	—
8	73.3	73.0	73.5	73.8	5—13[9])
8	62.6	—	—	—	8—15
8	50.9	50.2	50.4	50.9	4—12
6	37.5	37.0	—	38.1	7—14
2	28.8	28.3	28.4	29.1	3—11
2	13.7	13.1	12.8	—	6—13
2	07.1	07.2	07.7	07.9	2—10[10])
8	2090.3	89.9	89.4	90.5	5—12
—	86	86.9	—	—	1— 9
8	68.4	67.6	—	67.3	4—11
8	47.0	46.3	—	46.1	3—10
—	42	—	—	—	—
4	35.1	—	—	34.9	6—12
1	31.7	—	—	31.9	9—14?
7	26.4	25.8	—	26.3	2— 9
8	12.6	11.8	—	12.4	5—11
5	07.2	05.8	—	06.4	1— 8
1	1991.0	90.8 vac.	—	90.8	4—10
8	70.1	70.0 vac.	—	70.0	3— 9
5	53.0	—	—	—	—
5	51.7	—	—	—	—
4	50.4	—	—	50.0	2— 8
2	33.6	—	—	—	5—10?
6	31.5	—	—	30.6	1— 7
7	18.2	—	—	18.0	4— 9
1	14.0	—	—	12.8	0— 6?[11])
10	1898.0	—	—	97.8	3— 8
6	91.2	—	—	—	6—10
10d	78.5	—	—	79.2	2— 7
3	70.3	—	—	—	5— 9
10d	59.6	—	—	59.3	1— 6
4	49.4	—	—	50.1	4— 8
2	46.7	—	—	—	7—10
8	41.3	—	—	41.3	0— 5
1	37.2	—	—	—	—
9	30.1	—	—	29.9	3— 7
—	—	—	—	27.6	—
7	25.7	—	—	—	6— 9
10d	11.0	—	—	10.8	2— 6
8	04.9	—	—	04.9	5— 8
2	01.9	—	—	—	—
10d	1792.6	—	—	92.4	1— 5

[1]) Nach [647]. [2]) 10—22? [3]) 5—17? [4]) 4—15? [5]) 11—19. [6]) 22—12. [7]) 12—19. [8]) 10—17. [9]) 1—10. [10]) 9—15. [11]) 7—11?

I [423]	Birge [423]	Hendrick [650]	Leifson [459]	Sponer [512]	v'—v'' [423]
6	1785.1	84.9	—	—	4—7
8d	74.9	72.9	—	—	0—4
7	47.3	47.1	—	—	2—5
3	43.5	43.5	—	—	5—7
8d	29.5	29.5	—	—	1—4
6	23.9	23.7	—	—	4—6
7	12.2	12.2	—	—	0—3
6	05.3	04.8	—	—	3—5
1	1698.8	—	—	—	—
1	88.5	—	—	—	2—4?
1	85.3	84.9	—	—	5—6
6	69.9	69.7	—	—	1—3
1	66.7	—	—	—	4—5
4	53.3	—	—	—	0—2
5	48.2	47.8	—	—	3—4[1])
6	30.3	—	—	—	2—3[2])
3	29.6	29.6	—	—	—
1	23.4	—	—	—	10—8?
2	15.1	—	—	—	7—6[3])
3	11.7	11.5	—	—	4—4
1	03.3	—	—	—	9—7?
3	1597.4	97.4	—	—	0—1
1	96.1	95.8	—	—	6—5[4])
4	76.5	76.8	—	—	2—2[5])
5	59.3	59.6	—	—	1—1[6])
3	45.1	45.3	45.6	44.2	0—0[7])
5	42.2	42.4	—	—	3—2
2	34.2	—	—	—	8—5
3	27.6	—	—	—	5—3
2	26.0	25.7	—	—	2—1[8])
1	20.4	—	—	—	12—7
3	15.7	15.7	—	—	7—4
2	10.7	10.4	11.7	09.4	1—0[9])
2	06.8	—	—	—	9—5
3	1497.8	—	—	—	6—3
3	93.8	92.6	—	—	3—1
2	88.0	—	—	—	8—4

I [423]	Birge [423]	Hendrick [650]	Leifson [459]	Sponer [512]	v'—v'' [423]
2	1480.9	80.2	—	—	5—2
2	78.0	—	80.2	77.2	2—0
2	75.4	—	—	—	12—6
1	73.0	—	—	—	14—7
3	63.7	63.4	—	—	4—1
3	52.4	52.2	—	—	6—2[10])
1	47.0	—	50.3	47.2	3—0
1	43.7	—	—	—	8—3
1	38.7	—	—	—	—
2	35.6	35.3	—	—	5—1
3	26.1	25.8	—	—	7—2
2	19.0	—	21.9	18.9	4—0[11])
1	14.0	—	—	—	11—4
1	11.4	—	—	—	13—5
2	09.0	08.8	—	—	6—1
1	05.5	—	—	—	—
1	04.0	—	—	—	—
2	01.1	01.1	—	—	8—2
2	1395.7	—	—	—	10—3
1	92.2	—	94.7	92.3	5—0[12])
1	86.4	—	—	—	—
1	84.4	84.0	—	—	7—1
1	78.1	78.0	—	—	9—2
2	74.1	73.7	—	—	11—3
2	71.8	—	—	—	13—4
1	68.0	—	69.0	67.4	6—0
2	61.3	63.3	—		8—1
2	56.1	56.0	—		10—2
1	53.6	—	—		12—3
1	43.0	—	45.2		7—0?
1	39.0	—	—		9—1
1	35.0	—	—		11—2
		16.0	23.2		8—0
		1299.3	02.3		9—0
		80.5	83.0		10—0
		—	64.6		11—0

Die Kantenformel nach Birge [423] lautet:

$$\nu = 64737 + (1497.28\,v' - 17.24\,v'^2) - (2149.74\,v'' - 12.703\,v''^2).$$

Estey [647] gibt eine andere Kantenformel

$$\nu = 64729.60 + (1497.63\,v' - 17.24\,v'^2) - (2149.74\,v' - 12.703\,v''^2).$$

Das Endniveau stimmt offenbar mit dem der Banden von Cameron überein und entspricht dem normalen Zustand des nichtangeregten CO-Moleküls.

1) 6—6? 2) 5—5. 3) 1—2? 4) 3—3? 5) 5—4? 6) 4—3. 7) 6—4. 8) 10—6? 9) 4—2. 10) 13—6. 11) 9—3. 12) 12—4.

Birge [423] bespricht noch die Intensitätsverteilung in den Banden, ebenso wie Condon [431]. Die von Leifson [459] gemessenen Absorptionsbanden entsprechen den Kanten 1—0 bis 11—0. Sie sind im allgemeinen um etwa 1.3 Å größer als die Zahlen von Lyman, weil bei ihm die Messung sich auf den Mittelwert der beiden Kanten jeder Bande bezieht. Die Feinstruktur ist noch unbekannt, doch gibt Estey an, jede Bande habe einen P-, Q- und R-Zweig.

Von anderen Arbeiten über dieses Bandenspektrum seien noch erwähnt: Duffendack und Fox [479] erregen durch Elektronenstoß die verschiedenen CO-Spektren und finden, daß 8 Volt für dieses Spektrum erforderlich seien.

Knauß [535] bringt CO mit nachleuchtendem Stickstoff zusammen und findet so eine ganze Anzahl Banden der 4. positiven Gruppe zwischen 2194 und 1410 Å, aber keine Banden der 3. positiven Gruppe.

2. (Nr. 9 der Liste) Die Cameron-Banden.

Cameron [428] erhielt in weiten Röhren mit Kohleelektroden, die neben einer Spur CO namentlich Ne enthielten, mit nichtkondensierter Entladung neue Banden, die man Cameron-Banden genannt hat. Auch bei geringem Ar-Zusatz waren die Banden schwach sichtbar. Die Banden sind nach Rot abschattiert und haben je 5 Kanten. Cameron hat 12 Banden gemessen; weitere waren wohl noch sichtbar, aber nicht meßbar, weil sie zu lichtschwach und durch andere Banden gestört waren.

Johnson [456] gab zuerst an, diese Banden hätten dasselbe Endniveau, wie die Banden der 4. positiven Gruppe, gehörten also auch zum neutralen CO-Molekül. Theoretische Betrachtungen dazu stellen Mulliken und Birge an, diese werden von Johnson [457] mitgeteilt. Johnson bespricht auch den Zusammenhang mit der 3. positiven Gruppe und ist der Ansicht, daß das Endniveau der 3. Gruppe mit dem Anfangsniveau der Cameron-Banden zusammenfalle. Siehe dazu Birge [423], der auch eine Formel für die Kanten dieser Banden angibt, die aber aus den Daten für die 3. und 4. positive Gruppe abgeleitet ist, da die Cameron-Banden nur unvollständig bekannt sind. Die Serie $v'' = 0$ fehlt bisher noch ganz und $v'' = 1$ ist noch nicht ausgemessen. Die Formel lautet:

$$\nu = K + (1724.78\, v' - 14.47\, v'^2) - (2149.74\, v'' - 12.70\, v''^2),$$

wobei K = 48529.9, 48492.4, 48473.6, 48455.6 und 48426.3 ist. Herzberg gibt für diese Banden das folgende Kantenschema:

Kantenschema der Cameron-Banden nach [530].

v'	v'' = 2	3	4	5	6	7	8
0	2257.7	2369.0	2491.0	—	—	—	—
1	—	2277.0	2388.8	2510.9	—	—	—
2	—	—	—	2409.2	2531.9	—	—
3	—	—	—	—	2430.3	2553.3	—
4	—	—	—	—	—	2451.8	2575.3

Hopfield [489] teilt mit, er habe in Absorption bei kaltem CO die Banden 0—0 bis 0—4 gefunden, gibt aber keine Messungen. Die Messungen von Cameron [428] sind die folgenden:

Cameron-Banden nach [428].

2257.7 (0)	2277.0 (0)	2369.0 (0)	2388.8 (1)	2404.9 (1)
59.5 (0)	78.5 (0)	71.2 (0)	91.1 (1)	11.4 (1)
60.3 (0)	79.6 (0)	72.2 (1)	92.1 (2)	12.5 (2)
61.2 (0)	80.5 (0)	73.3 (1)	93.1 (2)	13,5 (2)
— —	— —	75.0 (0)	94.8 (1)	15.3 (1)
2430.3 (0)	2451.8 (0)	— —	2510.9 (0)	2531.9 (0)
32.4 (0)	53.9 (1)	2492.9 (1)	13.7 (1)	34.5 (1)
33.4 (1)	55.0 (2)	94.4 (1)	14.9 (2)	35.6 (2)
34.5 (1)	56.0 (2)	95.7 (1)	16.2 (2)	36.7 —
36.2 (0)	57.8 (1)	97,5 (1)	17.8 (1)	38,6 (1)
	2553.2 (0)		2575.3 (0)	
	55.9 (1)		77.7 (3)	
	57.1 (2)		79.1 (2)	
	58.2 (2)		80.2 (2)	
	60.2 (1)		82.2 (1)	

Als Wert für das Anregungspotential findet Johnson [456] 6.0 Volt. Knauß und Cotton [664] finden, daß die Banden bei der Ringentladung nur bei sehr starker Anregung auftreten. Sie besprechen die veränderte Intensitätsverteilung und geben an, dabei die Bande (0,1) erhalten zu haben. Der Vollständigkeit halber soll hier auch noch die Kantenformel Johnsons [456] angegeben werden:

$$\nu = K + (1728.8\,v' - 14.6\,v'^2) - (2151.7\,v'' - 12.7\,v''^2),$$

wobei K = 48534.3, 48496.5, 48478.2, 48461.0 und 48431.2 ist.

Das Kantenschema von Johnson [456] stimmt mit dem von Birge, das oben angeführt ist, überein.

Die Cameron-Banden, die den Endzustand der 3. positiven Gruppe als Anfangszustand und den Anfangszustand der 4. positiven Gruppe als Endzustand haben, sind nach Rot abschattiert, was anzeigt, daß das Trägheitsmoment kleiner als dieser Wert wird. Das allgemein angenommene Trägheitsmoment für die Cameron-Banden ist 14.9×10^{-40} gv cm².

3. (Nr. 10 der Liste) Die 3-A-Banden.

Die 3-A-Banden wurden zuerst von Asundi [556] gefunden und als selbständige Bandengruppe behandelt. Die Banden haben nach [556] fünffache Kanten und sind sehr lichtschwach. Daher werden sehr lange Belichtungszeiten erforderlich. Da die Banden im Gebiet von 2295—2711 Å liegen, wird bei der (0,0) Bande die Luftabsorption schon merklich, so daß 30 Stunden Belichtung erforderlich war. Die 5. Kante hat die Intensität 5 während die 1. eine Intensität 2 hat. Daher erscheinen die Banden bei geringer Dispersion doppelkantig [479]. Die Elektronenterm-Aufspaltung zwischen den Köpfen der (0,0)-Bande ist 70ν mit der Tendenz, ebenso wie bei der 3. positiven Gruppe, nach höheren Schwingungszuständen abzunehmen. Die (0,4)-Banden zeigen eine Elektronenterm-Aufspaltung von 65 ν. Die Analyse der Grobstruktur der 3-A-Bande folgt in der nächsten Tabelle nach [556]:

	v'' = 0	1	2	3	4
v' = 0	2295.9 (0)	2380.75 (2)	2489.94 (2)	2596.93 (2)	2711.40 (2)
	—	88.95 (1)	89.07 (0)	95.94 (1)	10.25 (2)
	—	88.51 (1)	88.69 (0)	—	—
	—	86.95 (2)	87,11 (1)	93.84 (0)	08.09 (0)
	2292.22 (3)	85.89 (5)	85.81 (5)	92.56 (5)	06.59 (5)

Die Kantenformel für die 3-A-Banden lautet nach [556]

$$\nu = \nu_0 - (1726.5\, v'' - 14.4\, v''^2).$$

Der Endzustand der 3-A-Banden ist mit dem der 3. positiven Gruppe identisch; während die Elektronenterm-Aufspaltung für die 3-A-Banden 69.9 ν ist, ist sie für die (0,0)-Bande der 3. positiven Gruppe 102.5 ν. Es ergibt sich also ein Unterschied von 32.6 ν, der so erklärt werden kann, daß die 3-A-Banden einem $^5\Pi \rightarrow {}^5\Pi$-Übergang zugeordnet werden.

4. (Nr. 11 der Liste) Kaplan-Banden.

Kaplan [661] berichtet über ein neues von ihm gefundenes Bandensystem. Er findet Kanten bei 2518, 2630 und 2750 Å. Daß diese Banden unter normalen Anregungsbedingungen nicht erscheinen, beweist, daß sie ein höheres Ausgangsniveau haben müssen, ein metastabiles Quintett-, Triplett- oder Singulett-Niveau. Die Cameron-Banden konnten unter den angewendeten Versuchsbedingungen nicht angeregt werden. Dies zeigt zusammen mit der Tatsache, daß die Cameron-Banden auch bei den besten Anregungsbedingungen nur sehr schwach kommen, daß Interkombinationen äußerst unwahrscheinlich sind. Asundi deutet diese Banden als Quintettbanden, während Mulliken und Birge sie als Triplettbanden gedeutet haben.

5. (Nr. 12 der Liste) Die 5-B-Banden.

Nach Asundi [556] sind die 5-B-Banden nach Violett abschattiert und intensiver als die 3-A-Banden. Sie haben ebenfalls 5fache Kanten, von denen aber die eine oder die andere fehlt, weil sie mit anderen Linien zusammenfallen und deshalb nicht gemessen werden können. Außerhalb der 3. Kante der (0,0)-Bande, die zuerst gefunden wurde, gibt es eine doppelkantige Bande, die wahrscheinlich dem CO_2 zuzuschreiben ist. Sie ist nach Rot abschattiert. Es ist leicht möglich, daß die ersten beiden Kanten der 5-B-Banden durch diese CO_2-Banden verdeckt sind. Die folgende Tabelle gibt eine vorläufige Analyse nach [556]:

	v'' = 0	1	2	3	4	5
v' = 0	—	2793.07 (6)	2930.76 (3)	3079.90 (8)	3242.14 (8)	3419.17 (6)
	—	—	29.25 (3)	78.40 (2)	40.69 (6)	17.49 (6)
	2661.87 (8)	2789.11 (6)	—	75.73 (4)	37.74 (6)	14.65 (4)
	60.42 (8)	87.37 (8)	24.86 (2)	73.49 (6)	35.18 (8)	11.52 (3)
	58.80 (6)	85.80 (6)	—	—	—	—

Die Kantenformel lautet: $\nu = \nu_0 - (1726.5\, v'' - 14.4\, v''^2)$. Die Elektronentermaufspaltung der 1.—4. Kante ist etwa 67 ν (3. positive Gruppe 68.3). Der Endzustand

der 5-B-Banden ist mit dem der 3. positiven Gruppe identisch. Hieraus wird für den oberen Zustand ein Δ- oder Σ-Zustand wahrscheinlich. Man kann diese 5-B-Bande als v' = 1 Folge der 3. positiven Gruppe auffassen. Obwohl Asundi [556] die Feinstruktur der 3. positiven Gruppe nicht untersucht hat, neigt er wegen des verschiedenen Gesamtbildes der Feinstrukturen der 3. positiven Gruppe und der 5-B-Banden zu der Ansicht, daß die 5-B-Banden selbst ein neues System bilden.

6. (Nr. 13 der Liste) Die 3. positive Gruppe.

Die älteren Messungen an dieser Bandengruppe stammen von Deslandres [111], Wolter [281], Birge [389], Duffendack und Fox [438] und von Asundi [556]. Die Bezeichnung 3. positive Gruppe stammt von Deslandres [111].

Die Banden der 3. positiven Gruppe sollen hier nach Asundi [556] besprochen werden. Sie liegen im Gebiet von 2825 bis 3493 Å und haben nur eine v''-Folge. Die Banden sind fünfkantig, die Elektronenterm-Aufspaltung beträgt 102.5 ν für die (0,0)-Bande. Die Elektronenterm-Aufspaltung wird mit größeren Schwingungszuständen kleiner, so daß sich für die (0,4)-Bande der Wert 91 ν ergibt. Die Banden sind sehr lichtstark und, abgesehen von der komplexen Struktur der vielen Kanten, ebensogut aufzulösen wie die Angström-Banden. Die Feinstruktur ist bei den (0,0)- und (0,1)-Banden untersucht. Das Kantenschema von Asundi soll nun folgen:

	v'' = 0	1	2	3	4
v' = 0	2833.08 (7) 30.15 (10) 28.73 (9) 27.28 (8) 24.86 (8)	2977.38 (7) 74.49 (10) 72.86 (9) 71.16 (5) 68.57 (7)	3134.35 (7) 31.47 (10) 29.51 (9) 27.68 (5) 24.94 (7)	3305.66 (7) 02.76 (8) 00.51 (6) 3298.43 (5) 95.52 (5)	3493.31 (5) 90.44 (4) 87.73 (9) 85.36 (3) 82.23 (5)

Die Banden (0,0) und (0,1) haben je 5 P-, Q- und R-Zweige. Jede Bande hat 5 Teilbanden $^5\Pi_1, ^5\Pi_2, ^5\Pi_3$ usw., jede dieser Teilbanden einen P-, Q- und R-Zweig. Die Intensitätsverteilung ist $Q > P > R$, was einen $\Sigma \rightarrow \Pi$-Übergang anzeigt (s. [507]). Asundi [556] gibt eine Tabelle aller 15 Zweige und die Ausgangstermdifferenzen jeder der beiden analysierten Banden. Die Kantenformel wird zu

$$\nu = \nu_0 - (1726.5\, v'' - 14.4\, v''^2)$$

angegeben.

Molekülkonstanten nach [556]:

Anfangszustand	Endzustand
$B_0' = 2.243$ $I_0' = 12.33 \times 10^{-40}$ g cm^2 $r_0' = 1.10 \times 10^{-8}$ cm	$B_0'' = 1.993$ $B_1'' = 1.974$ $I_0'' = 13.91 \times 10^{-40}$ g cm^2 $r_0'' = 1.24 \times 10^{-8}$ cm

7. (Nr. 14 der Liste) Die Merton-Johnson- oder Triplett-Banden.

Wenn ein für die Emission der Kometenschwanzbanden geeignetes Entladungsrohr so verwendet wird, daß noch etwas Wasserstoff hinzugefügt werden kann, so verschwin-

den die Kometenschwanzbanden vollständig und an ihrer Stelle erscheint ein wohl definiertes Triplettbandenspektrum, das nach Rot abschattiert ist. Außerdem finden sich noch Andeutungen des Swan- und Ångström-Bandenspektrums. Die dritte Bande jedes Tripletts hat eine Doppelkante. In der folgenden Tabelle geben wir die Messungen nach [346]:

6464.6 6433.1 6403.8 6399.0 } (10)	5554.1 5532.5 5509.7 5507.1	4996.9 4979.0 4960.5 4958.2 } (6)
6348.7 — 6319.8 6037.0	5428.3 5414.5 — 5402.5	4949.8 4935.5 4920.0 4917.1 } (2)
6383.1 6348.7 — 6319.8 } (1)	5351.3 5330.5 5309.5 5307.2 } (5)	4823.5 4806.7 — 4787.3 } (8)
6037.0 6010.5 — 5980.7 } (8)	5258.3 5238.4 — 5215.3 } (5)	4764.8 4747.5 — 4729.1 } (5)
5836.9 5812.1 5780.9 5777.1	5140.3 5128.1 — 5116.2	4602.6 *c 4586.4 *c 4572.2 4569.2 } (7)
5670.5 5647.6 5626.0 *c 5621.7 } (6)	5070.9 5052.7 5033.8 5031.7 } (8)	4556.8 4541.3 4526.2 4524.7 } (5)
		4454.5 4445.5 4438.0 4436.4 } (1)

*c = fallen mit anderen Banden zusammen.

Als Kantenformel finden Merton und Johnson [346]:

$$\nu = K - 9.5665 \left(m + \frac{1}{2}\right)^2.$$

$$K = A_{1,\,2,\,3',\,3} \text{ bzw. } B_{1,\,2,\,3',\,3}.$$

$$A_1 = 47095,\ A_2 = 47169,\ A_3' = 47243,\ A_3 = 47252$$

$$B_1 = 45380,\ B_2 = 45453,\ B_3' = 45527,\ B_3 = 45536.$$

Die in der obigen Tabelle in Klammern angegebenen Werte sind die m in der Formel. Die Verfasser geben in ihrer Tabelle noch eine ganze Reihe anderer Zahlen,

deren Bedeutung, ob Banden- oder Linienhäufung, nicht ganz klar ist, und die hier deshalb nicht angeführt werden.

Mecke rechnet im Handbuch der Physik Geiger-Scheel Bd. **21** p. 547 (1930) die Triplettbanden zu C_2 ohne Angabe der Gründe. Er gibt als Formel

$$\nu = \begin{Bmatrix} 15540 \\ 15632 \end{Bmatrix} + (1105\,v' - 9.8\,v'^2) - 1714\,v''.$$

Die gleiche Formel gibt Birge an (Bull. Nat. Res. Council, Nr 57 p. 231), aber er vermutet als Träger der Banden CH?

Merton und Johnson [346] deuten die Banden als zu einem $^{3,5}\Pi \rightarrow {}^{3,5}\Pi$-Übergang gehörig.

8. (Nr. 15 der Liste) Die Banden von „Asundi".

Bei Gelegenheit der schon oben erwähnten Untersuchung über die 3-A- und 5-B-Banden findet Asundi [556] eine neue nach Rot abschattierte Bandengruppe, die weit ins Ultrarot reicht, und daher nur mit geringer Dispersion und Genauigkeit zu messen ist. Es werden nur die beiden ersten Kanten der kompliziert gebauten Bandengruppe gemessen. Einige Kanten fallen scheinbar mit dem Triplettsystem von Merton und Johnson zusammen, das bei Asundi aber nur sehr lichtschwach war. Da beide Systeme sich teilweise überdecken, ist eine Einordnung unterhalb 5700 Å noch nicht möglich. Asundi [556] gibt unter der Voraussetzung daß die erste bei 8592 beobachtete Bande die (1, 0)-Bande ist, das folgende Kantenschema, in dem die beiden gemessenen Kanten jeder Bande enthalten sind.

Kantenschema der Asundi-Banden nach [556]:

v'	v'' = 0	1	2	3
1	8592	—	—	—
	—	—	—	—
2	7833.9	—	—	—
	7888.0	—	—	—
3	7210.4	8222.5	—	—
	7257.0	8281.0	—	—
4	6685.7	7552.5	—	—
	6726.3	7598.0	—	—
5	6244.0	6890.2	—	—
	6275.0	—	—	—
6	5861.0	6513.5	7314.0	—
	5889.0	6551.0	7359.0	—
7	—	6105.2	6804.0	—
	—	—	6841.5	—
8	—	5749.1	6366.9	7116.5
	—	5775.9	—	—

Asundi gibt [556] folgende Kantenformel:

$$\nu = 10491 + (1154.4\,v' - 9.5\,v'^2) - (1721.5\,v'' - 13.7\,v''^2).$$

Aus dieser Formel ergibt sich, daß auch diese Bande als Endniveau dasjenige der 3. positiven Gruppe hat. Über das Ausgangsniveau lassen sich ebenfalls Angaben machen. Hopfield und Birge [489] fanden als CO-Niveau 58927. Nimmt man an, daß ein Übergang von diesem zum Endniveau der 3. positiven Gruppe 48438 cm^{-1} existiert, so erhält man Banden nach der Formel

$$\nu = 10489 + (1155\,v' - 9\,v'^2) - (1726.5\,v'' - 14.4\,v''^2),$$

was bei der geringen Meßgenauigkeit mit der obigen Formel übereinstimmen dürfte. Ähnliche Angaben bei Estey [647].

9. (Nr. 16 der Liste) Die „Herzberg"-Banden.

Herzberg fand bei der Untersuchung von CO in der elektrodenlosen Ringentladung [529] von den Ångström-Banden nur die Gruppe a, Gruppe b höchstens angedeutet, dafür aber dicht neben den b-Banden eine neue Bandengruppe, die sich als Herzberg-Banden in der späteren Literatur genannt finden. Herzberg gibt für seine Banden folgendes Kantenschema:

v'—v''	λ	Int.
0—0	3680.9	4
0—1	3893.1	7
0—2	4124.8	7
0—3	4300.3	7
0—4	4661.3	5
0—5	4972.8	2
0—6	5318.4	1
0—7	5705.9	0

Die Kantenformel lautet bei Herzberg [529]:

$$\nu = 27160.6 - (1497.3\,v'' - 17.2\,v''^2).$$

Man sieht, daß der Endzustand der der Ångström-Banden ist. Aber die Herzberg-Banden lassen sich nicht in das Schema der Ångström-Banden einordnen. Nach einer Mitteilung von Birge fällt der Anfangszustand zusammen mit einem von ihm und Hopfield [489] gefundenen Elektronenterm, der wahrscheinlich 91923 cm^{-1} entspreche.

Johnson und Asundi [597] beschäftigen sich mit diesen Banden, geben aber nur die ersten vier Glieder an. Sie untersuchen die Feinstruktur der (0,1), (0,2) und (0,3)-Banden. Jede Bande hat danach einen P-, Q- und R-Zweig, Sie ordnen die Banden einem $^1\Sigma \rightarrow {}^1\Pi$-Übergang zu. Auch Duffendack und Fox [479] haben die 3 ersten Glieder der Gruppe beobachtet. Die Banden sind nach Violett abschattiert.

10. (Nr. 17 der Liste) Die „Ångström“-Banden.

Zu diesem nach Violett abschattierten Banden lieferten McLennan, Smith und Peters [411] neue Messungen. Da die Verfasser ein Prisma verwenden und bei 9000 Å eine Dispersion von 150 Å pro mm, bei 6000 eine solche von 70 Å pro mm haben, sind die Messungen wohl sehr ungenau. Die Autoren teilen ihre Banden in Gruppen, die sie mit I, $\mathrm{II_a}$, $\mathrm{II_b}$ und $\mathrm{II_c}$ bezeichnen. Die Gruppe I enthält nur die drei ersten von Ångström und Thalén gemessenen und mit a bezeichneten Kanten. Es folgen die Messungen nach [411]:

7888 (1) $\mathrm{II_c}$	7208 (3) $\mathrm{II_b}$	6882 (0) $\mathrm{II_c}$	6512 (5) $\mathrm{II_a}$	5889.0 (2) $\mathrm{II_a}$
38 (1) $\mathrm{II_c}$	7158 (0) $\mathrm{II_c}$	41 (2) $\mathrm{II_b}$	6397 (3) $\mathrm{II_a}$	61 (2d) $\mathrm{II_a}$
7600 (2) $\mathrm{II_c}$	34 (1) $\mathrm{II_c}$	20 (2) $\mathrm{II_b}$	67 (4) $\mathrm{II_a}$	5775.9 (1) $\mathrm{II_a}$
7574 (1) $\mathrm{II_c}$	17 (0) $\mathrm{II_c}$	04 (2) $\mathrm{II_b}$	6275 (3) $\mathrm{II_a}$	61 (0) $\mathrm{II_a}$
53 (2) $\mathrm{II_c}$	7060 (1) $\mathrm{II_c}$	6725 (2) $\mathrm{II_a}$	56 (3) $\mathrm{II_a}$	48 (2) $\mathrm{II_a}$
7359 (0) $\mathrm{II_c}$	39 (0) $\mathrm{II_c}$	04 (1) $\mathrm{II_a}$	44 (4) $\mathrm{II_a}$	5687 (1) $\mathrm{II_a}$
37 (1) $\mathrm{II_c}$	29 (3) $\mathrm{II_b}$	6685 (3) $\mathrm{II_a}$	6136 (2) $\mathrm{II_a}$	68 (2) $\mathrm{II_a}$
14 (1) $\mathrm{II_c}$	07 (0) $\mathrm{II_b}$	49 (0) $\mathrm{II_b}$	20 (2) $\mathrm{II_a}$	59 (3) $\mathrm{II_a}$
7257 (1) $\mathrm{II_b}$	6988 (2) $\mathrm{II_b}$	6620 (9) I	04 (3) $\mathrm{II_a}$	5609 (7) I
46 (2) I	84 (0) $\mathrm{II_a}$	6549 (3) $\mathrm{II_a}$	6080 (7) I	
29 (2) $\mathrm{II_b}$	—	30 (2) $\mathrm{II_a}$	5980 (2) $\mathrm{II_a}$	

Die drei von Ångström und Thalén gemessenen Kanten sind in der Tabelle [411] enthalten. Es ist im Zusammenhang mit der Angabe, daß die Banden nach Rot abschattiert seien, sehr auffällig, daß diese starken Kanten (mit I bezeichnet) bei Mc Lennan usw. [411] fehlen.

Die erste eingehende Behandlung hat das Spektrum durch Hulthén [341, 342] erfahren. Er wendet die Kombinationsbeziehungen auf eine größere Anzahl der von Ångström und Thalén mit a bezeichneten Banden und auf eine der b-Banden an und kann zeigen, daß 1. jede Bande aus P-, Q- und R-Serien besteht, 2. alle Banden den gleichen Endzustand haben und 3. das Anfangsniveau der b-Banden um 2180 $\mathrm{cm^{-1}}$ höher als das der a-Banden liegt. Die Bande 4511, die auch zur Gruppe a gerechnet wurde, hat einen anderen Bau. Die Gruppen a und b lassen sich durch die Formeln

$$\nu = 22154.6 - v' (1487.05 - 14.85 v')$$

$$\nu = 24235.4 - v' (1487.05 - 14.85 v')$$

darstellen.

Birge [423] vergleicht die nach seiner Formel

$$\nu = 22156.6 + (2158 v' + 76 v'^2) - (1497.28 v'' - 17.2 v^2)$$

berechneten Kanten mit den Messungen von Loos [157], Hulthén [341], Mc Lennan, Smith und Peters [411], Jassé [452], Watts [174] und Ångström und Thalén [60]. In der nachfolgenden Tabelle, die als Grundlage für die Einordnung von Birge (s. übernächste Tabelle) diente, sollen diese Messungen und Berechnungen nach Birge mitgeteilt werden.

Ångström-Banden des CO nach Birge [423].

λ in Å. berechnet	ν berechn.	Loos [157]	Hulthén [341]	McLennan [411]	Jassé [452]	Watts [174]	Ångström u. Thalen [60]	Int.
4512.6	22156.6	+ 5.8	—	—	+ 6.2	+ 6.2	+ 8.7	4
4835.0	20676.6	— 1.0	— 1.3	—	—	— 0.7	+ 1.0	4
5198.5	19231.0	+ 1.2	+ 1.2	—	—	+ 1.2	+ 0.7	5
5610.1	17819.9	+ 0.3	+ 0.0	+ 3.6	—	+ 0.2	+ 4.3	5
6079.8	16443.3	—	—	— 1.9	—	+ 2.8	+ 1.4	4
6620.2	15101.2	—	—	— 0.3	—	—	— 7.2	3
7247.1	13793.6	—	—	+ 3.3	—	—	—	—
4124.7	24237.6	+ 8.2	—	—	+ 6.4	+ 8.6	— 44.8	3
4392.9	22757.6	— 0.5	— 1.1	—	—	— 0.5	— 12.4	3
4690.9	21312.0	—	—	—	—	—	— 33.7	2
5023.5	19900.9	—	—	—	—	—	+ 28.6	2
5396.8	18524.3	—	—	—	—	—	— 6.8	3
5818.4	17182.2	—	—	—	—	—	+ 0.2	3
6298.6	15874.6	—	—	—	—	—	— 5.2	2
3820.9	26164.6*	—	—	—	—	—	—	—
4050.0	24684.6*	—	—	—	—	—	—	—
4301.9	23239.0	—	—	—	—	—	+ 3.3	1
4580.0	21827.9	—	—	—	—	—	— 6.1	1
4888.3	20451.3*	—	—	—	—	—	—	—
5231.6	19109.2*	—	—	—	—	—	—	—
5615.9	17801.6*	—	—	—	—	—	—	—

* Diese Kanten sind also bisher noch nicht beobachtet.

Ein Kantenschema der a- und b-Banden stellt Birge [423] auf.

Kantenschema der Ångström-Banden nach [423].

v'	v'' = 0	1	2	3	4	5	6	
0	4512.6	4835.0	5198.5	5610.1	6079.8	6620.2	7247.1	a-Banden
1	4124.7 *	4392.9	4690.9	5023.5	5396.8	5818.4	6298.6	b-Banden
3	(3820.9)	(4050.0)	4301.9	4580.0	(4888.3)	(5231.6)	(5615.9)	

* Herzberg [529] gibt für diese Kante 4123.4 Å. an, Duffendack und Fox [479] 4126.4

Die eingeklammerten Banden für v' = 3 sind sehr zweifelhaft, da sie bisher noch nicht gemessen sind. Nur die beiden Kanten 4301.9 und 4580.0 Å wurden von Ångström und Thalén gemessen.

Die Banden 5610, 5198 und 4835 haben denselben Anfangszustand des Moleküls gemeinsam. Aus den Nullinien dieser 3 Banden kann das Kernschwingungsspektrum des Systems als

$$\nu = 20682.4 - 1457.35\,p + 15{,}84\,p^2$$

dargestellt werden.

In der schon mehrfach angeführten Arbeit von Birge [423], die zum erstenmal Ordnung unter den zahlreichen Banden schafft, bespricht er ausführlich sowohl die

anderen zu CO gehörenden Bandensysteme, als auch das System von Ångström und Thalén. Birge hat auch zuerst den Beweis dafür geliefert, daß diese Banden wirklich zu CO gehören, und zwar auf folgendem Wege: Deslandres hatte eine Gruppe von Banden gemessen, die er als 4. positive Gruppe des Kohlenstoffs bezeichnete, und Lyman [193] hatte eine Reihe von Banden im Schumann-Gebiet gefunden, die er 5. positive Gruppe nannte. Birge [422] fand bei einer Analyse dieser Banden, daß sie zusammengehören. Er fand weiter, daß die Serie $v'' = 0$ dieser Banden sich bei Leifson [459] in Absorption durch kaltes CO findet, und damit war der Träger dieser Banden (4. und 5. positive Gruppe) als CO erwiesen. Gleichzeitig fand sich, daß das obere Niveau dieser Gruppe gleich dem unteren Niveau der Ångström-Banden ist, und damit war auch für die Ångström-Banden der Beweis geliefert, daß nur das CO der Träger des Spektrums sein kann.

Birge bespricht auch die beiden von Hulthén als nicht zu diesem Spektrum gehörig bezeichneten Banden λ 4512 und 4124 als zu den Ångström-Banden gehörig. Er findet das bestätigt durch die neueren Messungen von Jassé [452].

Johnson und Asundi [597] nehmen in ihr Kantenschema nur 8, allerdings absolut sicher gemessene, Linien auf und deuten die Banden als einen $^1\Sigma \rightarrow {}^1\Pi$-Übergang. Rosenthal und Jenkins machen [616] Angaben über die Bande 4512.

Johnson und Asundi geben [597] die folgende Tabelle der Molekülkonstanten:

Elektronenzustand	Schwingungszustand	10^{-40} g cm^2	r (Å)
2 $^1\Pi$	0	17.343	1.2384
2 $^1\Pi$	1	17.463	1.2427
2 $^1\Pi$	2	17.898	1.2589
2 $^1\Pi$	3	18.119	1.2658
2 $^1\Pi$	4	18.310	1.2724
2 $^1\Pi$	5	18.615	1.2832
2 $^1\Sigma$	0	14.2547	1.1228
3 $^1\Sigma$	0	14.234	1.1220

Duffendack und Fox [479] finden für die Ionisierungsspannung 10.7 Volt.

Eine sehr wichtige Arbeit von Kemble, Mulliken und Crawford [496] beschäftigt sich eingehend mit dem Zeeman-Effekt der CO-Spektren. (Ältere Messungen finden sich bei Deslandres und Fortrat Bd **VII** p. 146). In dieser Arbeit wird die Theorie bestätigt, daß die Gesamtzahl der äquidistanten Komponenten durch $2\,J + 1$, die Gesamtbreite der Aufspaltung durch $\Delta\,\nu = \frac{2\,\Delta\,\nu_n}{J+1}$ dargestellt wird, wobei $\Delta\,\nu_n$ die normale Zeeman-Aufspaltung ist. Auch die erwarteten Intensitäten der einzelnen Komponenten werden in dieser Arbeit berechnet und an den CO-Banden bestätigt. Analysiert werden die Banden 5610 (0,3), 5198 (0,2) und 4835 (0,1) Å. Die Zeeman-Typen für P (1) und Q (1) bestehen aus symmetrischen Tripletts mit der Aufspaltung $0.95\,\Delta\,\nu_n$. Die Linien $M > 2$ sind nur teilweise aufgelöst, zeigen aber charakteristische Eigenschaften, die sich mit der Theorie decken.

Die höheren Q-Linien bilden in der parallelen Polarisationsrichtung Dubletts und in der senkrechten verbreiterte Singuletts. Bei den P- und R-Zweigen ist das Umgekehrte

der Fall. Weitere Einzelheiten müssen in der Originalarbeit nachgelesen werden. Die Analyse dieser Banden beweist die Richtigkeit der Zuordnung dieser CO-Banden zu einer ${}^1\Sigma \rightarrow {}^1\Pi$-Kombination.

III. Die Banden des ionisierten Kohlenoxyds CO^+.

Drei Bandenspektren vom CO^+ sind bisher bekannt geworden:

1. Das Kometenschwanz-Spektrum.
2. Die erste negative Kohlegruppe.
3. Die Baldet-Johnsonschen Kombinationsbanden.

1. Das Kometenschwanz-Spektrum.

Fowler [190] fand, wie schon in Bd VII p. 142 mitgeteilt wurde, das zuerst in Kometenschweifen beobachtete Spektrum in Geißlerrohren mit sehr geringem Druck von wenigen Zehntel Millimeter. Das Spektrum ist seither wiederholt untersucht worden. Merton und Johnson [346] erhielten das Spektrum sehr lichtstark, durch Zusatz von CO-Spuren zu He von 20—30 mm Druck. In gleicher Weise untersuchte es Johnson [406] und fügte noch eine Reihe Banden nach kurzen Wellenlängen hinzu. Dann hat Baldet [384] die Banden gemessen, und endlich beschäftigt sich Herzberg [530] eingehend mit ihnen. Die Zahl der Gruppen wurde von Johnson etwa verdreifacht. Jede Gruppe besteht aus zwei Banden, die nach Rot abschattiert sind, deren jede 2 Kanten hat. Während Johnson nur eine empirische Formel gibt, die Banden in drei Gruppen teilt — es handelt sich um $v'' = 0, 1, 2$ —, stellt Herzberg eine Kantenformel auf, die im folgenden mitgeteilt werden soll:

$$\nu = \frac{15716.5}{15591.5} + (1626.56\, v' - 13.30\, v'^2) - (2198.6\, v'' - 15.00\, v''^2).$$

Die beiden Zahlen für ν gelten für die 2. und 4. Kante jeder Bande, von kurzen Wellen an gerechnet. Birge [389] gibt für die Kanten kürzester Wellenlängen die Formel

$$\nu = 20485.4 + (1550.46\, v' - 14.07\, v'^2 + 0.043\, v'^3) - (2198.6\, v'' - 15.00\, v''^2).$$

Mecke bringt (Phys. Z. **28** p. 514 [1927]), eine abweichende Einordnung, die die Bande 4883.9 als (0,0)-Bande hat, während Herzberg von der Bande 6361 ausgeht, wobei allerdings zweifelhaft bleibt, ob dies wirklich die Gruppe größter Wellenlänge ist. Durch die Einordnung von Mecke müßten die ersten 4 Banden von Baldet fortfallen. Die Kantenformel von Mecke weicht etwas von der obigen ab.

Über die Feinstruktur der Banden ist bisher noch nichts Endgültiges festgestellt, obwohl Baldet [385] und Blackburn [391] eine solche untersucht haben. Die obigen Kantenformeln beweisen, daß das Endniveau mit dem der 1. negativen Gruppe identisch ist.

Nach Cameron [428] erscheinen die Banden mit einem Heliumzusatz besonders stark, dagegen schwächer mit Ne, gar nicht mit Ar.

Duffendack und Smith [578] geben Messungen der Banden und ein Kantenschema, bei dem die Bande 4879 als (0, 0)-Bande genommen ist.

Die folgende Tabelle enthält die vorliegenden Hauptmessungen und die Einordnung durch Herzberg.

Tabelle der Kanten der Kometenschwanzbanden.

v′—v″	Herzberg [530]		Johnson [346 (406)]		Fowler [204]	Komet [206]	Duffendack [578]
	—		—		—	7027.4	—
	—		—		—	6848.4	—
0—0	6412	½	—		—	—	—
	6361		—		—	—	—
3—2	6245		6245.9	10	—	6254.5	—
	—		6239.1		—	—	—
	6196.4		6196.5	7	—	—	—
	—		6190.0		—	—	6189.06 (3)
2—1	6021	½	—		—	6020	*(0, 2)
	5976		—		—	—	—
5—3	5905.7		—		—	—	—
	5862.3		—		—	—	5856.3 (0)
1—0	5812	½	—		—	—	*(2, 3)
	5769		—		—	—	—
4—2	5698.6		5699.1	2	—	—	—
		3	94.1		—	—	—
	58.1		58.6	0	—	—	—
	—		53.0		—	—	5652.75
3—1	5504.5		5504.7	10	5510	5562.7	*(1, 2)
		2	00.3		—	—	—
	5466.7		5466.8	7	5473	5482.2	—
	—		61.9		—	—	5460.63
6—3	5430.5	1	—		—	—	*(0, 1)
	5393.9		—		—	—	—
2—0	5321	½	—		—	—	—
	5286		—		—	—	—
5—2	5248	½	—		—	5257.9	—
	5214		—		—	—	—
4—1	5075.9		5075.9	7	5078	5106.7	—
		2	72.3		—	—	—
	43.7		43.8	5	—	—	—
	—		39.7		—	—	5039.03
3—0	4914.5		4914.0	6	—	4986.7	*(1, 1)
		3	10.6		—	—	—
	4883.9		4883.7	3	—	—	—
	—		80.0		—	—	4879.72
	—		—		—	—	*(0, 0)
6—2	4869.0	3	—		—	4879.0	—
	4839.6		—		—	4846.1	—
5—1	4714.5	6	—		4715.0	4721.9	—
	4686.8		4687.0	1	4688.5	4695.3	—
	—		84.3		—	—	4682.20
8—3	—	1	—		—	—	*(2, 1)
	4668.0		—		—	—	—
4—0	4568.7		4569.6	7	4570.5	4575.8	—
		8	66.2		—	—	—
	4542.6		4542.9	4	4545.4	4549.2	—
	—		39.9		—	—	4539.4
	—		—		—	—	*(1, 0)

v′—v″	Herzberg [530]		Johnson [346 (406)]		Fowler [204]	Komet [206]	Duffendack [578]
7—2	—	5	—		—	—	—
	4521.0		—		—	4522.7	—
6—1	4406.2	4	—		—	4411.9	—
	4381.4		—		—	—	—
9—3	—	1	—		—	4387.7	—
	4381.4		—		—	4373	—
5—0	4273.9	10	4274.3	2	4276.0	4279.0	—
			72.1		—	—	—
	4251.3		52.5	0	4253.2	4256.9	—
	—		49.1		—	—	4248.66
8—2	—	2	—		—	4236.3	*(2, 0)
	4246.2		—		—	—	—
10—3	4153.8	2	4139.0	2	—	4143.7	—
	32.5		—		—	—	—
7—1	4140.4	3	4123.2	2	—	4114.0	—
	19.4		—		—	—	4116.69
6—0	4019.8	9	4020.3	7	4020.4	4023.3	*(4, 1)
			18.1	7	—	—	—
	3999.5		3999.9	5	4001.3	4003.4	—
	—		97.8	3	—	3990.6	3997.43
8—1	3909.9	5	—		—	3907.6	*(3, 0)
	3890.5		—		—	3898.2	—
7—0	3797.4	8	3798.0	6	—	—	—
			96.2	6	—	—	—
	79.5		79.8	4	3781.0	3782.6	—
	—		78.2	2	—	—	3777.86
9—1	3707.1	6	—		3707.5	3701	*(4, 0)
	3689.8		—		3693.0	3687	—
8—0	3602.3	7	3600.9	4	3602.0	3611	—
	3585.7		3585.9	2	3587.0	3586	3584.20
10—1	3527.0	4	—		—	3530	*(5, 0)
	11.7		—		—	3519	—
	—	5	—		—	3508	—
9—0	3429.2		3429.6	1	3429.0	3446	—
			28.1	1	—	3436	—
	14.6		—		3415.0	—	3413.14
11—1	3367.0	4	—		—	3385	*(6, 0)
	52.9		—		—	3357	—
13—2	3315.5	2	—		—	—	—
	02.1		—		—	3294	—
10—0	3275.2	3	—		—	3269	—
	61.6		—		—	—	—
12—1	3223.5	2	—		—	—	—
	10.7		—		—	—	—
14—2	3181.3	2	—		—	—	—
	69.1		—		—	—	—
11—0	3136.8	2	—		—	—	—
	24.5		—		—	—	—
13—1	3094.6	1	—		—	—	—
	82.7		—		—	—	—

In der ersten Spalte der vorstehenden Tabelle findet sich also die Einordnung nach Herzberg [530], in der nächsten 2. Spalte die Messungen Herzbergs [530] (oder die abgerundeten Zahlen von Baldet) für die 4. und 2. Kante jeder Banden-Gruppe von Violett aus gezählt. Die 3. Spalte enthält die Messungen Johnsons für alle 4 Kanten [346], soweit sie gefunden wurden. Die beiden dann folgenden Spalten geben die ersten Messungen Fowlers [204] und die Messungen im Kometenspektrum von de la Baume-Pluvinel und Baldet [206]. Die letzte Spalte enthält die Messungen von Duffendack und Fox [578], wobei unter der Linie die abweichende Einordnung dieser Autoren durch *(0, 1) angedeutet usw. zugefügt ist.

2. Die erste negative Gruppe von Deslandres.

Diese Banden sind zuerst von Deslandres [159] (C.R. **137** p. 457 [1903]) bei sehr geringem Druck im Kathodenlicht gefunden worden. Er teilte sie in 4 Serien ein und war der Ansicht, auch diese Banden hätten das C_2-Molekül zum Träger. Nachdem die Kometenschwanzbanden aufgefunden waren, hat wohl zuerst Lemon [409] ausgesprochen, daß diese und die Banden der ersten negativen Gruppe den gleichen Endzustand haben, aber nichts mit Deslandres 2. negativer Gruppe zu tun haben. Dasselbe meinte Blackburn [391], und Birge [422] bestätigte es entschieden.

Johnson machte als erster neue Messungen, wobei er diejenigen von Deslandres nach kurzen und langen Wellenlängen hin vervollständigte. Er erhielt das Spektrum bei Zusatz von CO zu He unter den gleichen Bedingungen, bei welchen das Kometenschwanzspektrum oder mit kondensierter Entladung die Linien des C I auftreten. Die Banden sind nach Rot abschattiert, bis auf zwei: 2895.5 und 2882.25.

Die Einordnung der Banden verdanken wir Johnson und Blackburn [391]. Im folgenden soll das Kantenschema der Banden nach den beiden Verfassern gegeben werden.

Kantenschema der 1. negativen Gruppe nach Johnson [406] und Blackburn [391].

	v' = 0	1	2	3	4
v'' = 0	2189.8 (2)	2112.9 (1)	—	—	—
1	2299.55 (8)	2214.3 (1)	2137.0 (1)	—	—
2	2419.4 (10)	2325.05 (7)	2239.6 (0)	2163.7 (0)	—
3	2550.35 (10)	2445.8 (10)	2352.45 (4)	2268.3 (1)	—
4	2693.9 (2)	2577.75 (10)	2474.2 (10)	2381.6 (1)	2296.85 (1)
5	—	2722.3 (7)	2607.2 (9)	2504.55 (10)	—
6	—	2882.25 (2)	2752.9 (6)	2638.75 (8)	2534.8 (1)
7	—	—	2913.25 (1)	2785.8 (5)	2672.35 (7)
8	—	—	—	2947.55 (1)	2820.85 (5)
9	—	—	—	—	2984.15 (2)

	v' = 5	6	7	8	9
v'' = 8	2707.95 (3)	—	—	—	—
9	2858.05 (4)	2745.4 (1)	—	—	—
10	3022.95 (2)	2897.15 (3)	—	—	—
11	—	3064.05 (3)	2938.55 (1)	—	—
12	—	—	3107.45 (2)	2984.15 (2)	2874.5 (0)
13	—	—	—	3152.7 (1)	—

Auch Herzberg [530] hat diese Banden gemessen und ist nach seiner Angabe in guter Übereinstimmung mit Johnson bis auf die Bande 2534.8, die er zu 2536.7 angibt. Die Banden 2897.2, 2895.5, 2883.6 und 2882.3 sind bei Johnson schwach, während sie bei Deslandres [159], Herzberg [530] und Ganesan [444] zu den lichtstärksten gehören. Herzberg und Ganesan meinen, daß diese Banden nicht zu diesem Bandensystem gehören. Besondere Schwierigkeiten bei der Einordnung haben die beiden Banden 2896 und 2883 gemacht. Fowler hat ihnen den Namen „H und K"-Banden gegeben. Petterson meint [542] sie könnten zum CO_2 gehören. Jevons [368] bemerkt, daß eine Anzahl von Linien, die seinerzeit Schniederjost als Linien des O I angegeben hat, nichts anderes als Kanten des CO-Spektrums sind und zur 1. negativen Gruppe gehören. Er leitet auch eine empirische Kantenformel ab. Die Arbeit von Blackburn [391], aus der schon das obige Kantenschema mitgeteilt wurde, ist mit sehr großer Dispersion durchgeführt. Er benutzt zur Erzeugung des Spektrums die Methode von Lemon [409]: Durch eine weite lange Röhre wird He von 20 mm Druck immer wieder durchgepumpt und über aktiver Kohle gereinigt. Dann zeigt sich je nach der Stromdichte entweder das Kometenschwanzspektrum oder die 1. negative Gruppe. Wenn man das Rohr aber mit einer Flamme erhitzt, ändert sich die Farbe der Entladung von Rot in Blau, die genannten Banden verschwinden und dafür erscheinen die Ångström- und die Triplett-Banden. Die Banden sind so lichtstark, daß sie am großen Gitter untersucht werden können und ihre Struktur wenigstens annähernd geklärt werden kann, wenn auch eine Reihe Kanten unaufgelöst bleiben. Blackburn findet, daß die Banden sehr einfach sind, nur je einen P- und R-Zweig haben, während ein Q-Zweig völlig fehlt. Auch er hält einige der Banden von Deslandres für nicht zum System gehörig, findet einige neu und stellt ein Kantenschema auf, das in dem obigen enthalten ist. Seine Kantenformel lautet:

$$\nu = 45637.3 + 1701.09\, v' - 25.65\, v'^2 - (2199.12\, v'' - 15.47\, v''^2).$$

Als Trägheitsmoment für Anfangs- und Endzustand berechnet er 8.07 und 6.78×10^{-40} g cm.

Weitere Formeln für die Kanten der Banden finden sich bei Mecke [412], Birge [389], die aber erheblich voneinander abweichen. Es sei daher hier noch die Nullinien-Formel von Birge, Int. Crit. Tables V p. 409 (1929) angegeben.

$$\nu = 45637.7 + (1697.8\, v' - 24.33\, v'^2) - (2197.03\, v'' - 15.17\, v''^2).$$

3. Die Baldet-Johnson- oder Kombinations-Banden.

Zusammen mit den Kometenschwanzbanden treten andere Banden ähnlich gebaut auf. Die Gruppen bestehen auch hier aus zwei Banden, deren jede 2 Kanten hat. Die Banden sind aber nach Violett abschattiert.

Baldet [359] hat zuerst einige derselben beobachtet. Dann hat Johnson [406] weitere gefunden, endlich haben Duffendack und Smith [578] noch 2 nach größeren Wellenlängen hinzugefügt. Die Banden heißen auch Kombinationsbanden, da sie nach Birge [422] eine Kombination zwischen dem Anfangsniveau der ersten negativen und der Kometenschwanzbanden bilden.

Sowohl Herzberg [530] als auch Duffendack und Smith [578] geben ein Kantenschema, von denen wir das letztere mitteilen wollen. Das Kantenschema ist für die erste Kante von Rot her aufgestellt.

v' \ v''	0	1	2	3
0	3978.29 (7)	4236.36 (5)	4524.89 (3)	—
1	3729.88 (5)	—	4205.74 (1)	4485.00 (1)
2	3515.8	—	—	
3	3331.9	—	—	—

Das Kantenschema ist also noch sehr lückenhaft und die Annahme, daß die Bande 3978 die (0.0)-Bande sei, ist noch unsicher, da Herzberg sie vorläufig als (0.3)-Bande einordnen möchte.

Eine Kantenformel für dieses Bandenspektrum gibt Mecke (Handb. d. Phys. **21** p. 544 [1930]).

$$\nu = \frac{25285}{25158} + (1697.8\,v' - 26.33\,v'^2) - (1550.5\,v'' - 14.07\,v''^2).$$

In den drei zuletzt behandelten Bandenspektren des CO^+ sind von den verschiedenen Beobachtern einzelne Banden nicht beobachtet worden, andere Banden werden von ihnen bezweifelt. Es würde zu weit führen alle diese Einzelheiten hier anzuführen. Da die Spektren des CO^+ noch ungenügend bekannt sind, muß auf die Originalarbeiten verwiesen werden.

IV. Das Bandenspektrum des CO_2.

Das Bandenspektrum des CO_2-Moleküls und die Struktur des Moleküls sind heute gut bekannt. Im Zusammenhang mit Ramanspektren, Ultrarotspektren lassen sich aus den Bandenspektren des sichtbaren Gebietes alle erforderlichen Angaben über Struktur, Größe und Trägheitsmoment des CO_2-Moleküls mit Sicherheit machen.

1. Die zweite negative Gruppe von Deslandres.

Hof gibt [248] an, daß diese Banden ausschließlich in strömendem CO_2 an der Kathode auftreten, bei abgestelltem Gasstrom aber sofort verschwinden und durch die erste negative Gruppe von CO ersetzt werden. Dasselbe bemerkt Bair [270]. Deslandres und Hof finden bei ihren Messungen folgende rotabschattierte Banden:

Deslandres	Hof	Deslandres	Hof
3852.9 (8)	3852 (3)	3503.6 (8)	3502 (4)
49.5 (8)	49 (3)	3377.9 (7)	3377 (4)
3674.9 (8)	3675 (4)	75.4 (6)	75 (4)
71.0 (8)	71 (4)	72.8 (6)	72 (4)
63.0 (8)	63 (4)	3270.5 (8)	3270 (3)
3511.5 (9)	3511 (4)	54.6 (4)	54 (3)
06.8 (7)	06 (4)	51.0 (2)	51 (3)
03.6 (8)	02 (4)	49.4 (2)	49 (1)

Hof findet außerdem noch die Banden 3159.9 und 3153.2. Fox, Duffendack und Barker [482] haben ganz ähnliche Untersuchungen gemacht. Auch sie geben an,

daß die Farbe der Entladung violett ist, solange das Gas strömt, aber beim Absperren in Blau umschlägt. Sie erhalten ein Spektrum mit vielen Bandengruppen, welche ebenso wie die Einzelbanden nach Rot abschattiert sind. Es sei ein Gemisch verschiedener Bandensysteme. Die Banden reichen von 5000—2800 Å; eine große Anzahl der Kanten werden gemessen. Eine Aufklärung der Struktur des Spektrums finden sie nicht. Sie geben an, wahrscheinlich bildeten 3027.0, 3132.0, 3246.9, 3370.0, 3503.2 und 3647.8 eine Serie. Daneben erwähnen sie zwei sehr starke Gruppen bei 2881 und 2895, die nach ihrer Meinung nicht zum CO_2 gehören.

Tabelle der Kanten des CO_2-Spektrums nach [482].

2849.5	4	2988.6	2	3264.6	9	3517.1	7	3740.3	5	4050.5	5
56.4	5	90.3	2	69.9	10	28.3	4	49.1	4	58.6	4
62.5	6	3005.3	3	80.5	3	33.8	9	49.7	4	68.1	5
74.3	7	07.3	3	83.3	4	45.9	10	56.4	2	70.7	5
77.2	5	17.8	2	84.3	8	51.4	7	61.4	6	71.7	4
78.2	5	19.6	0	85.3	3	62.2	9	74.6	6	95.7	3
80.7	6	22.6	1	87.7	3	65.5	6	89.3	5	4103.4	3
82.1	10	27.0	3	92.6	4	81.1	4	3805.4	5	07.9	7
82.6	9	34.2	6	3301.1	4	83.3	2	09.4	5	09.2	5
83.1	10	43.9	5	70.0	10	86.0	2	38.8	6	20.8	6
90.4	7	48.6	6	72.5	5	99.1	6	53,2	4	22.6	8
95.4	10	58.3	5	75.2	3	3615.8	3	53.8	4	37.6	7
95.9	9	63.5	5	77.5	10	16.9	3	55.7	9	40.1	3
96.4	10	67.7	5	82.2	5	18.6	3	66.8	3	44.7	2
2907.5	0	72.1	4	86.2	3	21.0	7	70.5	5	59.5	4
10.2	0	90.0	5	88.9	7	34.3	2	72.7	7	70.5	2
16.3	0	3132.9	8	94.5	7	37.7	6	74.5	6	85.3	2
19.1	0	34.6	8	3396.9	3	38.5	6	90.4	5	96.6	0
24.8	1	35.7	6	99.4	4	47.8	3	99.3	5	4208.6	1
25.2	1	36.7	9	99.9	3	61.8	7	3904.5	3	64.0	3
28.3	1	39.2	9	3400.9	3	68.1	6	14.1	7	81.6	4
29.4	1	42.4	5	02.2	1	70.1	6	20.2	4	4308.4	3
33.1	3	49.5	6	04.3	1	74.1	9	22.2	4	23.8	4
35.7	3	50.7	6	13.3	3	79.6	7	27.3	4	39.7	6
45.2	2	55.2	9	26.6	3	83.1	2	59.4	3	41.0	5
49.4	4	64.9	5	43.5	2	87.9	2	60.9	7	59.6	5
56.8	0	70.1	7	64.5	0	3690.9	4	61.1	5	64.7	3
58.7	2	74.3	5	71.0	0	91.8	8	4002.3	2	67.4	
61.8	2	3246.9	10	3503.2	7	3708.0	3	25.0	1	—	
63.8	5	53.9	10	10.8	9	13.9	3	48.9	3	—	

Fox, Duffendack und Barker [482] geben außer der Tabelle auch eine Reproduktion ihrer Aufnahmen.

Duncan [579] untersucht die beiden Banden 2881 und 2895 näher. Obwohl er die 2. Ordnung eines großen Gitters benutzt (Expositionszeit 100 Stunden), erhält er keine genügende Auflösung der Banden. Es wurde schon oben erwähnt, daß diese beiden Banden, die von Fowler „H und K“-Banden genannt wurden, von Petterson [542] als zum CO_2 gehörig vermutet wurden. Duffendack und Smith [578] bekommen die Deslandresschen Banden, deren Identität mit den ihrigen sie aber nicht

bemerkt haben, auch in Gemischen von CO und O_2 mit He oder Ne, nicht mit Ar. Sie vermuten, daß der Träger des Spektrums das $(CO_2)^+$ sei. Das Anregungspotential müsse zwischen 15.4 und 21.5 Volt liegen. Mackay [377] erhält als Ionisationspotential von CO_2 aus Knicken in den Volt-Ampère-Kurven 14.3 Volt, was aber unsicher erscheint, da es mit den Werten des CO identisch ist. Smyth und Stueckelberg [686] geben aber auch diesen Wert an.

2. Das CO_2-Spektrum von Leifson.

Das zuerst dem CO_2 sicher zugeordnete Bandenspektrum wurde von Leifson [459] gefunden. Er erhielt es durch Absorption von kaltem CO_2. Bei 760 mm Hg beginnt die Endabsorption des Gases bei 1712. Die von ihm gefundenen Banden sind nach Rot abschattiert. Wegen der Anwesenheit zahlreicher fremder Linien ließen sich nur wenige Kanten messen: 1692, 1675, 1660 und 1647.

Smyth [755] versuchte vergeblich diese Banden auch in Emission zu bekommen.

3. Das ultrarote Absorptions- und Emissionsspektrum des CO_2.

Messungen über das ultrarote Spektrum des CO_2 sind auch neuerdings von sehr vielen Forschern durchgeführt worden. Es sollen hier die einzelnen Arbeiten zusammengestellt werden: Ellis [405], Barker [314], Schaefer und Philips [471], Wolf [517], Eucken (Zs. f. Phys. **37** p. 714 [1926]), Mecke (Handb. d. Phys. **21** p. 555 [1929]) Rawlins [615], Mecke [674], Wimmer [471] und Harig [586].

Die Ultrarotmessungen haben zusammen mit den Messungen des Raman-Spektrums Klarheit über die Gestalt des CO_2-Moleküls geschaffen. In der Monographie über „Das ultrarote Spektrum" von Cl. Schaefer findet sich eine ganz ausführliche Diskussion dieser Ergebnisse, so daß wir uns hier mit dem Hinweis begnügen können.

Auf die Emissionsmessungen an erhitztem CO_2 und die Flammenspektra von CO_2 liefernden Flammen, Explosionen und Verbrennungsgasen in Rohren, wird an dieser Stelle ebenfalls hingewiesen; das gleiche gilt von den Reflexionsspektren von Kristallen.

V. Das Cyanspektrum CN.

Der alte Streit über den Ursprung der sogenannten Cyanbanden, der zuletzt durch Runge und Grotrian [246] wieder belebt worden war, ist jetzt endgültig zugunsten des CN entschieden. Heurlinger [271] und Kratzer [274] glaubten, die roten Cyanbanden und die positiven Stickstoffgruppen hätten eine Serienkonstante gemeinsam. Doch diese Meinung hat sich nicht bestätigt; denn die betreffende Konstante ist später bei Cyan zu 1728 und bei N zu etwa 1450 ermittelt worden, wie aus den Arbeiten von Mecke [412], Birge [362] und Mulliken [381, 463] zu ersehen ist. Auch sonst sind noch mehrere Arbeiten erschienen, die sehr entschieden als den Träger der Banden das CN-Molekül bezeichnen, z. B. Lord Rayleigh [329], Freundlich und Hochheim [366] und Duffieux [404], während die hier noch zitierten Arbeiten von Ôkubo [328] und Holst und Osterhuis [306] keineswegs einen Fortschritt bedeuten.

1. Die violetten Cyanbanden.

Sie bilden ein ausgesprochenes Gruppenspektrum, bestehend aus den Gruppen $\Delta v = v' - v'' = 0$ bei λ 3883, $\Delta v = +1$ bei λ 3590, $\Delta v = -1$ bei λ 4216 usw., nebst den dabei auftretenden sogenannten „tail"-Banden. Die folgenden Tabellen enthalten das Nullinienschema der violetten Cyanbanden (Tab. 1) und der „tail"-Banden (Tab. 2).

Tabelle 1 der Nullinien der violetten Cyanbanden.

v' \ v''	0	1	2	3	4	5	6	7
0	25798	23755	21740	—	—	—	—	—
1	27921	25879	23863	21873	—	—	—	—
2	30004	27962	25946	23956	21993	—	—	—
3	—	—	27989	26000	24037	22101	—	—
4	—	—	—	—	26040	24104	22194	22212
5	—	—	—	—	—	—	[24082]	—
							[ ] Kante	

Tabelle 2 (tail-Banden) (Nullinien).

v' \ v''	8	9	10	11	12	13	14	15
8	—	—	—	—	—	—	—	—
9	27477	—	—	—	—	—	—	—
10	—	27275	25673	—	—	—	—	—
11	—	29080	27040	25498	—	—	—	—
12	—	—	28818	—	25288	—	—	—
13	—	—	—	28524	—	25049	—	—
14	—	—	—	—	—	—	24779	—
15	—	—	—	—	—	—	—	24484

Die Formeldarstellung der violetten Cyanbanden lautet:

$$\nu(v', v'') = 25797.77 + (2143.88\, v' - 20.25\, v'^2) - (2055.64\, v'' - 13.25\, v''^2).$$

An Neumessungen liegt nur eine der dritten Gruppe 4216 von Mörikofer (Diss. Basel 1925) vor: 4215.98; 4197.09; 4180.87; 4167.64; 4158.06; 4151.31 A.

Die Erscheinung der Schwänze (tails) dieser Banden wurde zuerst 1897 von King beobachtet und von ihm stammt die Bezeichnung. Mehrere Untersuchungen bewiesen, daß diese tails zweifellos mit den Cyanbanden zahlenmäßig zusammenhängen, ohne daß es jedoch klar wurde, wie der Zusammenhang war. Das ist erst durch Mulliken geklärt worden. Es ist bekannt, daß ein Zweig einer Bande nach einer gewissen Anzahl von Gliedern umkehren und dadurch eine Kante bilden kann. Ferner hängt es natürlich ganz von der Größe und den Vorzeichen der Serienkonstanten ab, ob dies eintritt oder nicht. Da die Kanten bekanntlich auch solche Serien bilden, muß auch der Fall eintreten können, daß die Kanten wieder zurücklaufen. Für CN ergibt sich aus den Konstanten der obigen Formel, daß diese Umkehr der Kanten bei denjenigen Gliedern eintreten muß, die in der Fortsetzung der Diagonalen $v' - v'' = 0, = +1, = -1,$

$= -2$ liegen. Die Theorie zeigt weiter, daß gleichzeitig die Richtung der Abschattierung sich umkehren muß. So entstehen die Schwanzbanden. Diese Möglichkeit der Deutung hat Mulliken zu Jevons [454] geäußert. Dieser untersucht namentlich den Unterschied der Cyanbanden bei verschiedenen Anregungsmethoden, im Bogen und beim Zusammentreffen von C mit HCl und aktivem N, wobei die tail-Banden besonders intensiv auftreten, wie Strutt und Fowler [218] fanden. Ferner haben Johnson und Jenkins [455] die Schwänze der Cyanbanden gemessen und Jenkins [532] hat die Frage der tail-Banden endgültig geklärt.

Die Rotationsstruktur der violetten Cyanbanden wurde von Kratzer [321, 344] gedeutet. Sie bestehen aus je zwei P- und R-Zweigen, wie es einem $^2\Sigma \rightarrow {}^2\Sigma$-Übergang entspricht.

Von den übrigen in der Literaturübersicht genannten Arbeiten soll nur ganz kurz berichtet werden. Sie sind zum großen Teil theoretischen Inhaltes, wobei die Cyanbanden nur als Paradigma benutzt werden.

Wegen des Auftretens der violetten Cyanbanden in dem Spektrum der Gestirne, der leichten Erregbarkeit im elektrischen Kohlebogen, der Schärfe der Bandenlinien und der Unbeeinflußbarkeit durch magnetische und elektrische Felder sind sie sehr oft benutzt worden, um relativistische Verschiebungen gemäß der Einsteinschen Theorie zu bestimmen. Hier sei nur an die Arbeiten von Grebe und Bachem (Verh. d. D. phys. Ges. **21** p. 454 [1919]; Zs. f. Phys. **1** p. 51 [1920]; Zs. f. Phys. **4** p. 105 [1921]) und Birge [304, 562] erinnert, an die zahlreiche Andere angeknüpft haben. Birge [303] untersucht ferner die Intensitätsverteilung, die Lage des Maximums in Aufnahmen von verschiedenen Lichtquellen und benutzt dies [315] zur Temperaturbestimmung der Lichtquelle. In ähnlicher Weise bestimmen Ornstein und Brinkman [443, 742] aus der Verteilung der Rotations- und Kernschwingungsenergie im Cyanbandenspektrum die Temperatur des Lichtbogens. Ältere Intensitätsmessungen sind von Sewig [664] gemacht worden, der bereits eine Verlagerung des Maximums mit der Veränderung der Anregungstemperatur feststellen konnte. Newman [Phil. Mag. (7) **7** p. 1085—1901 (1929)] stellt qualitative Spektraluntersuchungen an einer Dreielektroden-Bogenentladung an mit dem Ziele, den Einfluß kleiner Verunreinigungen und Beimischungen zu studieren. Datta [337] beobachtet die CN-Bande 3883 in einem mit Luft und Bromdampf gefüllten Entladungsrohre, wo sie weder verwaschen erscheint noch eine sichtbare Verbreiterung zeigt. Shapley [547] photographiert die Cyanbanden sogar in Sternen mit mehr als 15000° Oberflächentemperatur. Herzberg [588] und Byck [568] beobachten das Nachleuchten bestimmter Cyanbandenlinien in elektrischer Ringentladung. Doch während Herzberg dieses Nachleuchten auf eine Resonanzfluoreszenz zurückführt, vermutet Byck, daß es sich dabei um irgendeine Anregung durch Zusammenstoß mit angeregten Molekülen handelt. Kratzer [321, 322], Mulliken [381, 506], Birge [424] und Dieke [402] liefern theoretische Beiträge zur Deutung des CN-Moleküls. Hori [451] findet bei Explosionen die Gruppe 4216 umgekehrt. Toussaint [358] bespricht den Einfluß von Ar und J auf die Intensitätsverteilung in den CN-Banden. Rosenthal und Jenkins [616] studieren die Störungen an den violetten Cyanbanden. Torsen [622] untersucht die Strom- und Spannungsabhängigkeit der Intensität der Cyanbanden λ 4216, 3883 und 3590.

2. Die roten Cyanbanden.

Da diese Banden in einem der Photographie nur schwer zugänglichen Spektralbereich liegen und nicht so leicht zu messen und zu deuten sind wie die violetten, sind sie weniger gut untersucht als diese. Zu den auf Seite 136 und 137 Bd. VII bereits angeführten Messungen von Fowler und Shaw [216] ist als Nachtrag nur eine Kantenformel von Mecke [412] hinzuzufügen: $\nu = 14430 + n'(1728.5 - 13.5\,n') - n''(2056.0 - 13.25\,n'')$. Aus der Formel ersieht man, daß das Endniveau der roten Cyanbanden mit dem der violetten identisch ist.

Dann haben Asundi und Ryde [558] diese Banden sowohl im Starkstrombogen als auch bei Anregung mit aktivem Stickstoff gemessen. Sie sind bis zu längeren Wellen gelangt und konnten folgendes Kantenschema in Schwingungszahlen aufstellen:

v' \ v''	0	1	2	3	4
0	10937 a	—	—	—	—
1	12697 a	10654 b	—	—	—
2	14432	12393 a	—	—	—
3	16143	14099	12086 a	—	—
4	—	15788	15430	11782 a	—
5	—	—	13769	13439	11480 a

a bedeutet, daß diese neuen Banden im Bogen und im aktiven N auftreten, b, daß sie nur im Bogen gefunden wurden.

Ob 10937 wirklich die Kante des (0.0)-Bandes ist, bleibt zweifelhaft. Siehe auch [627]. Die Formel für die Kanten lautet:

$$CN_{rot}: \nu(v', v'') = 10937 + (1782\,v' - 13.5\,v'^2) - (2055\,v'' - 13.3\,v''^2).$$

Die Schwingungsquantenzahl v' muß dabei jedoch vielleicht noch erhöht werden. Die roten Cyanbanden werden durch einen $^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$-Übergang hervorgebracht, der den α-Banden des BO entspricht. Ihre Rotationsstruktur ist von Rosenthal und Jenkins [616] näher untersucht worden und scheint der der BO-Banden ebenfalls zu entsprechen. Asundi [627] hat nach Kombinationsbanden zwischen dem $^2\Sigma$ und dem $^2\Pi$-Term gesucht, die er analog den Kombinationsbanden des BO vermutet, aber nicht gefunden hat.

Bei Dissoziation der Cyanterme geht der Grundterm in ein normales N-Atom und ein angeregtes C-Atom im ^5S-Zustand über, während die höheren $^2\Pi$- und $^2\Sigma$-Terme normale N- und C-Atome liefern, was Herzberg [530] und Heitler und Herzberg [587] dadurch zeigen, daß sie die Dissoziationswärmen der Terme aus der Schwingungsstruktur ermitteln[1]).

---

[1]) Während des Druckes erschien eine neue Arbeit über die roten Cyanbanden von Jenkins, Roots und Mulliken (Phys. Rev. (2) **39** p. 16—41, 1932), die eine sehr eingehende Analyse der Rotationsstruktur von sieben Banden dieses Systems bringt, die darin auftretenden „Störungen" analog den im violetten System von Rosenthal und Jenkins gedeuteten findet und durch Messung 17 weiterer Bandenköpfe die Einordnung von Asundi und Ryde bestätigt. Die Kantenformel lautet:

$$\nu = 11043.20 + 1788.66\,(v' + \tfrac{1}{2}) - 12.883\,(v' + \tfrac{1}{2})^2 - 2068.79\,(v'' + \tfrac{1}{2}) + 13.146\,(v'' + \tfrac{1}{2})^2.$$

3. Die Banden von Raffety.

Auf Seite 145 Band VII ist mitgeteilt, daß Raffety [255] im Mékerbrenner eine Reihe von Banden findet, die eine nach Rot abschattierte Gruppe bilden. Er scheint anzunehmen, daß sie zum CH-Molekül gehören, was wir bezweifelten. Inzwischen hat Baldet [296] und [384—386] im Kometenkern und im Brenner dieselben Banden gefunden. Seine Zahlen sind in den untenstehenden Tabellen enthalten. In neuester Zeit erklärt Bobrownikoff [701] dieselben Banden als Cyanbanden. Er stellt eine empirische Formel auf und macht die Annahme, daß sie das Endniveau mit den Cyanbanden gemeinsam haben. Das bekannte Endniveau setzt er in seine Formel ein und erhält folgende Kantenformel:

$$\nu = 24335 + (2126.6\,n' - 13.85\,n'^2) - (2055.6\,n'' - 13.75\,n''^2).$$

Einige von den nach dieser Formel berechneten Kanten stimmen tatsächlich mit den Raffety- und Kometenbanden überein.

Baldet und Bobrownikoff geben folgende Werte:

Baldet: Mékerbrenner:	4110	4095	4085	4075	4067	4058	4050	4043
Kometen:	4109	4099	4086	4073	4066	—	4051	4042
Mékerbrenner:	4039	4035	4026	—	—	—	—	—
Kometen:	4039	4032	—	4019	4013	4002	3992	3987

Bobrownikoff: Raffety:	4107.3	4095.0	4083.5	4074.4	4067	4059.7	4052.9
Kometen:	4109.1	4099.6	4085.8	4074.2	—	—	—
Berechnet:	4107.3	4095.2	4083.5	4071.8	—	4060.3	—
Raffety:	4047.5	4043.5	4039.9	4037.3	4031.5	4025.2	—
Komet:	—	—	—	4039.3	—	—	—
Berechnet:	4048.8	—	—	4037.3	—	4025.9	—

Es unterliegt wohl keinem Zweifel, namentlich nach den Zahlen von Baldet, daß die Raffety-Banden im Kometenkern vorkommen, aber der Versuch, sie als Cyanbanden zu berechnen, ist höchst problematisch.

4. Cyanwasserstoff.

Badger und Binder [692] photographieren Absorptionsbanden von HCN im Gebiet von 7000 bis 9200 Å mit infrarotsensibilisierten Platten und erhalten 2 Banden bei λ 7918 und λ 8563, deren jede aus einem P-Zweig und einem R-Zweig besteht. Die Analyse ergibt ein Trägheitsmoment $J = 18.79 \times 10^{-40}$ g · cm². Die beiden neu gefundenen und analysierten CNH-Banden lassen sich mit den fünf weiteren bereits von Burmeister [229] und Barker [360] gemessenen auf die drei Grundfrequenzen $\vartheta = 710$ cm^{-1}, $\nu_1 = 3290$ cm^{-1}, $\nu_2 = 2090$ cm^{-1} zurückführen. Das führt dazu, das HCN-Molekül als linear anzunehmen und zwar entsprechend der Formel $H - C \equiv N$. Die von Badger und Binder [692] angegebenen Molekülkonstanten sind folgende:

λ	ν_0	B''	B'—B''	J''
7911.9	12635.8	1.472	0.044	18.79×10^{-40}
8563.3	11674.5	1.480	0.042	18.69×10^{-40}

und die gemessenen Bandenlinien:

Cyanhydridbande bei λ 7912

R-Zweig		P-Zweig
J	λ	λ
0	7910.4	—
1	08.3	7913.8
2	06.5	15.5
3	04.9	17.4
4	03.3	19.5
5	01.8	21.8
6	00.4	23.8
7	7898.9	25.9
8	97.7	28.0
9	96.4	30.4
10	95.5	32.7
11	94.0	35.2
12	92.9	37.5
13	91.9	40.1
14	90.8	42.7
15	90.0	45.4
16	88.8	48.0
17	88.1	50.8
18	—	53.6
19	—	56.3
20	—	59.7
21	—	62.4
22	—	65.4?
23	—	68.6?
24	—	71.8?
25	—	75.2?
26	—	78.0?
27	—	81.8?

CNH-Bande bei λ 8563

R-Zweig		P-Zweig
J	λ	λ
0	8561.5?	—
1	59.3	8565.4??
2	57.2	68.0
3	55.4	70.1
4	53.3	72.3
5	51.7	74.9
6	50.1	77.5
7	48.2	79.8
8	46.6	82.6
9	45.1	85.1
10	43.6?	88.0
11	42.1?	90.6
12	40.8?	93.5
13	39.5?	96.4
14	—	99.8
15	—	8602.7
16	—	05.3
17	—	08.8
18	—	11.7
19	—	15.1

Weiter berichten Brackett und Liddel [704] über eine Untersuchung von HCN im flüssigen und gasförmigen Zustande mit einem automatischen Spektrographen zwischen λ 7000 und 20000 Å, wo sie 15 Absorptionsbanden der Flüssigkeit finden, von denen auch drei im Gaszustande auftreten. Zwischen den Banden von Gas und Flüssigkeit finden sie Verschiebungen von 145—104 cm^{-1} nach kleineren Frequenzen. Die Banden lassen sich auch nach Angaben dieser Autoren bis auf eine schwache alle als Oberschwingungen der drei Grundfrequenzen bei 14, 4.7 und 3.04 μ deuten. Die zweite und dritte Oberschwingung der 3.04 μ-Bande konnten bei der gasförmigen Absorption in Dubletts mit Aufspaltungen von 47 und 50 cm^{-1} aufgelöst werden.

Daraus berechnen sich Trägheitsmomente zu 21×10^{-40} und 18×10^{-40}, wovon der letztere Wert mit dem von Badger und Binder [692] ermittelten übereinstimmt und sich außerdem noch aus der Aufspaltung der Kombinationsbande $2 \times \overset{(\nu_1)}{3.04}\,\mu + \overset{(\nu_2)}{1.47}\,\mu$ ergibt.

5. Halogencyanide.

Badger und Sho-Chow Woo [J. Amer. Chem. Soc. **53** p. 2572—2577 (1931)] untersuchen die Absorption der gasförmigen Halogencyanide im Ultraviolett, ohne daß gesonderte Banden aufgefunden werden. Die Spektren von JCN, BrCN und ClCN sind einander sehr ähnlich, in der angegebenen Reihenfolge nach kürzeren Wellen verschoben und die Absorption abgeschwächt. Die langwellige Grenze der kontinuierlichen Absorption liegt beim ClCN bei λ 2270, beim BrCN bei λ 2450 und beim JCN bei λ 2900 bis 2100. Die Ähnlichkeit der Spektren und ihre Beziehungen lassen ähnliche Struktur der Moleküle vermuten. Mooney und Reid [737] beobachten ebenfalls die oben erwähnten kontinuierlichen Absorptionsmaxima der Cyanhalogene und schreiben sie dem Zerfall des Moleküls in ein normales Halogenatom und ein angeregtes CN-Molekül zu. Ferner finden diese Autoren zwischen λ 2380 und 1860 Å etwa 40 nach Rot abschattierte Banden des Dicyans.

VI. Die Bandenspektren des CCl_4.

Jevons gibt [367] an, die nichtkondensierte Entladung durch CCl_4 gebe außer bekannten Banden von C_2 und CO eine besondere, nach Violett abschattierte Bande bei 2788.2 (4), 2782.3 (2), 2778.6 (1) und 2777.5 (4).

Leifson teilt [459] mit, daß der Dampf von Tetrachlorkohlenstoff bei 90 mm Druck von 2100 Å ab kontinuierliche Absorption zeige. Bei abnehmendem Druck weicht die Grenze nach kürzeren Wellenlängen. Bei 10 mm Druck findet sich eine Absorptionsbande von 1840—1670, der dann von 1530 ab Endabsorption folgt.

Im Ultraroten hat Marvin [601] einige Banden gemessen (siehe dort auch die ältere Literatur) und in Grundbanden und Kombinationsbanden eingeordnet. Als Grundbanden (mit A bis F bezeichnet) sind die den von Pringsheim und Rosen [544] gemessenen Ramanfrequenzen entsprechenden Wellenlängen bestimmt. Cl. Schäfer [690] berichtigt diese Einordnung, indem er unter Berücksichtigung der Tetraedersymmetrie des Moleküls nur vier Grundfrequenzen (darunter zwei inaktive) statt sechs aktiver zugrunde legt. Die Linie E von Marvin [601] wird als Dublettkomponente von D gedeutet und mit D′ bezeichnet. Die Linie F als Oktave von D.

Der Raman-Effekt an CCl_4 ist sehr häufig untersucht worden, zuerst von Pringsheim und Rosen [544] und dann von einer Reihe anderer Autoren, die alle hier aufzunehmen zu weit führen würde. Eine Zusammenstellung der einzelnen von den verschiedensten Autoren gemessenen Frequenzen ist in dem Buch von Kohlrausch (Der Smekal-Raman-Effekt) zu finden. Hier seien daher nur die Mittelwerte der sechs gefundenen Ramanfrequenzen und ihre Intensitäten angegeben:

$$\Delta\nu \text{ (Mittel)} = 217\ (8),\ 313\ (8),\ 459\ (8),\ 760\ (3),\ 791\ (3),\ 1537\ (1).$$

Einordnungen der Ramanfrequenzen sind von Marvin [601], Langer [600],

Tabelle des Ultraroten-Absorptionsspektrums des CCl_4 [690].

Komb.	Ber.	Beob.	R = Raman U = Ultrarot
A	—	46.07	R inaktiv
B	—	31.74	R
C	—	21.83	R inaktiv
A + C	14.82	14.89	U¹)
D	—	13.21	R, U
D′	—	12.61	R, U
2 A + B	13.35	—	verdeckt
B + C	12.92	—	verdeckt
A + 2 B	11.80	—	—
3 B	10.58	—	—
A + D	10.26	10.21	U
A + D′	9.88	9.94	U
B + D	9.32	9.31	U
2 B + C	9.19	9.13	U¹)
B + D′	9.01	9.08	U
2 A + D	8.39	—	—
C + D	8.23	8.24	U
2 A + D′	8.14	—	verdeckt
B + 2 C	8.12	—	verdeckt
C + D′	7.98	7.99	U
2 B + D	7.21	—	—
2 B + D′	7.02	—	—
2 D	6.60	6.57	U
D + D′	6.44	6.45	U
2 D′	6.29	—	—
2 C + D	5.98	5.7	nicht aufgelöst
A + 2 D	5.77		
A + 2 D′	5.54	5.50	nicht aufgelöst
B + 2 D	5.46		
B + 2 D′	5.25	5.00	nicht aufgelöst
C + 2 D	5.07		
C + 2 D′	4.88	4.31	nicht aufgelöst
2 D + D′	4.33		
D + 2 D′	4.26		
3 D′	4.10		
4 D	3.30	3.40	U
4 D′	3.14	3.00	U

¹) Nur von Marvin beobachtet.

Schaefer [690], Bhagavantam [632] versucht und in neuerer Zeit von Placzek [745] kritisch diskutiert worden. Auf Grund seiner Polarisationsmessungen erklärt Placzek [745] die Schaefersche Einordnung als die richtige. Die Linie 459 ist fast vollständig linear polarisiert und entspricht somit der Schwingung ν_1. Nachfolgende Tabelle zeigt zu den Frequenzen, wie Placzek sie angibt, die Einordnung von Schaefer und die Polarisationsgrade ϱ, die Placzek und van Wijk [746] durch Polarisationsmessungen mit der Woodschen Anordnung gefunden haben. Dabei sind die Mittelwerte der $\Delta\nu$ gewählt, die gefunden sind, wenn die Ramanlinien durch Hg 4358 und 4047 angeregt werden.

Raman-Spektrum von CCl_4.

219	314	459	758 789	1539
ν_2	ν_4	ν_1	ν_3	$2\nu_3$
0.900	0.915	0.458	0.952	0.58

In neuerer Zeit hat dann Langseth [732] eine Feinstruktur der Raman-Banden des CCl_4 gefunden. Seine Messungen sind in der folgenden Tabelle enthalten:

216.78 (7)	312.57 (8)	455.07 (5)	762.0 (2)	790.5 (2)
218.98 (7)	315.50 (8)	458.35 (10)	—	
—	—	461.45 (10)	—	
ν_2	ν_4	ν_1	ν_3	

Die Triplettaufspaltung der C-Bande wird als Isotopieeffekt gedeutet, wobei die drei Molekülarten $CCl_2(35)\,Cl_2(37)$, $CCl_3(35)\,Cl(37)$ und $CCl_4(35)$ in Erscheinung treten. Damit ist die Schaefersche Deutung der C-Bande als inaktive, einfache Eigenschwingung bestätigt. Die übrigen Aufspaltungen werden durch eine Abweichung von der regulären Tetraedersymmetrie des Moleküls erklärt.

VII. Die Banden des CS-Moleküls.

Martin [287] untersucht den Bogen, der in Schwefeldampf brennt und Entladungen durch Schwefelkohlenstoff. Es zeigt sich in beiden Fällen, daß gleiche Bandenspektren auftreten. Martin nimmt als Träger des Spektrums das CS-Molekül an. Er hat diese Banden ausgemessen, sie sind nach Rot abschattiert und von Martin in 7 Serien eingeteilt worden. Er gibt eine Reproduktion eines solchen Spektrums mit kleiner Dispersion. Neue Platten von Martin mit größerer Dispersion benutzt Jevons [533] zu einer Analyse des Spektrums. Die Banden liegen zwischen 2854 und 2418 Å. Jede Bande hat 2 Kanten, die zum Q- und R-Zweig gehören. Die jedenfalls vorhandenen P-Zweige sind nicht beobachtet. Ähnlich wie bei der 4. positiven Gruppe des CO, die einen $1^1\Pi \rightarrow 1^1\Sigma$-Übergang darstellt, hat auch hier das Schwingungsniveau $v' = 1$ des Anfangszustandes einen abnorm weiten Abstand von dem $v' = 0$ Niveau. Deshalb und mit Rücksicht auf noch andere Vergleichsmomente, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll, schließt Jevons [533], daß auch hier ein $1^1\Pi \rightarrow 1^1\Sigma$-Systems vorliegt.

Kantenschema der CS-Banden (R-Zweige) [533].

v′	v″ = 0	1	2	3
0	2575.64 (10)	2662.56 (10)	2754.73 (7)	2852.35 (2)
1	2507.32 (4?)	2589.66 (6d)	2677.01 (6d)	2769.17 (3dd)
2	2444.80 (3)	2523.23 (7)	2605.88 (10)	2693.22 (8d)
3	—	2460.17 (5)	2538.69 (8)	2621.63 (7)
4	—	—	2476.99 (4)	2555.78 (5)
5	—	—	2418.40 (000)	2493.66 (6)
6	—	—	—	2436.01 (1)

v'	4	5	6	7
2	2785.68 (5)	—	—	—
3	2708.94 (7)	2801.46 (5)	—	—
4	2638.96 (2)	2726.68 (4)	2819.51 (3)	—
5	2572.67 (5)	2656.17 (00)	2743.91 (3)	2836.79 (2)
6	2511.23 (3d)	[1])	2659?	2762.69 (1)
7	2454.27 (1)	2529.97 (3)	[1])	[1])
8	—	2473.44 (3)	2549.47 (3)	2629.51 (1)
9	—	—	2493.19 (0)	2569.51 (1d)
10	—	—	2440.14 (000)	—

Kantenschema der CS-Banden (Q-Zweige) nach [533].

v'	v'' = 0	1	2	3	4	5
0	2576.70 (7)	2664.02 (8)	2756.49 (5)	2854.41 (2)	—	—
1	2509.41 (5)	2592.06 (8)	2679.41 (8)	2771.96 (4d)	—	—
2	2445.43 (2)	2523.99 (5)	2606.93 (8)	2694.55 (7)	2787.15 (5)	—
3	—	2460.79 (3)	2539.51 (6)	2622.58 (5)	2710.30 (4)	2803.33 (3)
4	—	—	2477.46 (3)	2556.30 (4)	2639.89 (2)	2819.51 (3)
5	—	—	—	2494.11 (4)	2573.30 (3)	—
6	—	—	—	2436.41 (0)	—	—

Jevons gibt [533] für die R- und Q-Zweige die folgenden Kantenformeln:

$$\nu_R = 38814.2 + 1060.0\,v' - 10.11\,v'^2 - 1275.7\,v'' + 6.42\,v''^2 - 0.24\,v'v''$$

$$\nu_Q = 38796.3 + 1062.2\,v' - 10.05\,v'^2 - 1275.5\,v'' + 6.00\,v''^2.$$

VIII. Das Bandenspektrum des CS_2.

Mit dem Absorptionsspektrum haben sich, wenn man von älteren Arbeiten absieht, vor allem Pauly [300] und Wilson [625] beschäftigt. Ersterer mißt zwischen 3589 und 2919 Å etwa 90 Linien, letzterer zwischen 3786 und 2907 Å über 600 Linien. Es gelingt ihnen aber keine Analyse des Spektrums.

Mit größerer Dispersion hat Jenkins [594] das Spektrum aufgenommen, aber auch ihm ist es nicht gelungen, das Spektrum einzuordnen. Er kann lediglich eine Anzahl konstanter Differenzen feststellen und 6 Kanten bei 3572.08, 3536.24, 3502.43, 3469.32, 3437.65 und 3407.70 finden. Er berechnet auch Trägheitsmomente, die aber sehr zweifelhaft sind. Watson und Parker [760] haben dann das Spektrum analysiert und geben im Auszug nur die Formel für — wie sie sagen — die meisten Banden des Systems, wie folgt an:

$$\nu = 28880 + 215\,(v_1' + \tfrac{1}{2}) - 802\,(v_1'' + \tfrac{1}{2}) + 270\,(v_2' + \tfrac{1}{2}) - 1466\,(v_2'' + \tfrac{1}{2}).$$

Die Absorption der Flüssigkeit wurde von Bruchat und Pauthenier [363] untersucht.

Ferner haben Emeleus [J. chem. Soc. (1926) p. 2948], Kondratjew [665], Fowler und Vaidya [716] das Spektrum der Flamme untersucht. Die auftretenden Banden gehören dem S_2, SO, SO_2 und CS an.

[1]) = verdeckt durch andere überlagerte Banden.

Das ultrarote Spektrum haben Bailey und Cassie [704] untersucht und haben vier Banden bei 11.391, 6.566, 4.591 und 4.292 μ gefunden. Die drei ersten sind Doppelbanden mit einer Aufspaltung von = 13 cm^{-1}. Bailey und Cassie [704] haben versucht unter Heranziehung zweier Ramanfrequenzen, die Krishnamurti gefunden, das Spektrum in Grundschwingungen und Kombinationsschwingungen einzuordnen. Die Einordnung ist aber recht zweifelhaft, zumal nur eine der drei Grundschwingungen im Ultrarot wirklich gefunden ist. Kurz darauf haben Dennison und Wright [709] eine der hier noch fehlenden Banden gefunden bei 25.20 μ. Sie besteht aus drei Zweigen P, Q und R bei 389.4, 396.8 und 405.8 cm^{-1}. Es wird nun eine Einordnung gegeben, bei der die Ramanfrequenz 795 als Oberschwingung der neu gefundenen Grundschwingung 396.8 und die Ramanfrequenz 655.5 als inaktive Grundschwingung gedeutet ist, was auch mit einer Deutung von Placzek [745] übereinstimmt.

Ultrarot- und Raman-Spektrum von CS_2.

396.8	655.5 R	795.0 R	878	1523	2179	2330
ν_2	ν_1	$2\nu_2$	$\nu_3 - \nu_1$	ν_3	$\nu_3 + \nu_1$	$\nu_3 + 2\nu_2$

Dennison und Wright berechnen aus der Duplettaufspaltung 16,4 cm^{-1} das Trägheitsmoment zu $J = 172 \times 10^{-40}$ und den Abstand der S-Atome zu 2.54 Å.

Das Ramanspektrum des CS_2 zeigt keine direkte Ähnlichkeit mit dem ultraroten Absorptionsspektrum, da keine der gefundenen Ramanfrequenzen im Ultraroten beobachtet worden ist. Nur eine von Schaefer, Matossi und Aderhold [621] beobachtete, aber sehr unsichere Ramanlinie $\Delta\nu = 848$ würde einer ultraroten Bande entsprechen. Die genannten und eine Reihe anderer Autoren wie Petrikaln und Hochberg [609], Gavesan und Venkatesvaran [583], Krishnamurti haben die Ramanfrequenzen $\Delta\nu = 647$, 655, 789, von denen 655 die stärkste ist, gefunden. Ferner hat Bhagavantam [583] außer diesen noch die Frequenzen $\Delta\nu = 412$, 1229 und 1577 beobachtet und für die Linien $\Delta\nu = 655$ und 789 den Polarisationsgrad bestimmt zu $\varrho = 0.25$.

IX. Die Bandenspektren des CH-Moleküls.

Vom CH-Molekül sind bisher 3 Banden bekannt geworden, die Banden bei 4300, 3900 und 3143 Å.

Die älteren Messungen über die CH-Banden finden sich in diesem Handbuch Bd. **VII** p. 144—145.

Heurlinger und Hulthén [320] und [342] untersuchen das CH-Bandensystem eingehender und Kratzer [370] hat die erste Einordnung gegeben. Mulliken [463] hat die Natur der Elektronenterme untersucht (s. auch [504—507]).

Die Banden bestehen aus je 4 P-, Q- und R-Zweigen und sind nach der Analyse Mullikens als $^2\Delta \rightarrow {}^2\Pi$-System anzusehen.

Wir bringen zunächst eine Tabelle zum Vergleich der verschiedenen Bandenbezeichnungen nach Mulliken [507].

Mulliken	$P_{1A\,1B}$ $(\frac{7}{2})$	$P_{1A\,1B}$ $(\frac{7}{2})$	Q_{1A} $(\frac{5}{2})$	Q_{1B} $(\frac{5}{2})$
Kratzer	P_1 (4)	P_3 (4)	Q_1 (3)	Q_1 (3)
Hulthén	P_{11} (4)	P_{12} (4)	Q_{11} (3)	Q_{12} (3)
Mulliken	$R_{1B\,1A}$ $(\frac{3}{2})$	$R_{1A\,1B}$ $(\frac{3}{2})$	$P_{2B\,2A}$ $(\frac{5}{2})$	$P_{2A\,2B}$ $(\frac{5}{2})$
Kratzer	R_1 (2)	R_3 (2)	P_2 (4)	P_4 (4)
Hulthén	R_{11} (2)	R_{12} (2)	P_{21} (4)	P_{22} (4)
Mulliken	Q_{2A} $(\frac{3}{2})$	Q_{2B} $(\frac{3}{2})$	$R_{2B\,2A}$ $(\frac{1}{2})$	$R_{2B\,2A}$ $(\frac{1}{2})$
Kratzer	Q_2 (3)	Q_4 (3)	R_2 (2)	R_4 (2)
Hulthén	Q_{21} (3)	Q_{22} (3)	R_{21} (2)	R_{22} (2)
Mulliken	$F_{1A'}$ $(\frac{5}{2})$	$F_{1B'}$ $(\frac{5}{2})$	$F_{2A'}$ $(\frac{3}{2})$	$F_{2B'}$ $(\frac{3}{2})$
Kratzer	F_1 (3)	F_3 (3)	F_2 (3)	F_4 (3)
Mulliken	$F_{1A''}$ $(\frac{3}{2})$	$F_{1B''}$ $(\frac{3}{2})$	$F_{2A''}$ $(\frac{1}{2})$	$F_{2B''}$ $(\frac{1}{2})$
Kratzer	f_1 (2)	f_3 (2)	f_2 (2)	f_4 (4)

Tabelle der Anfangstermwerte der Bande 4300 Å, bezogen auf $F_{2B''}$ $(\frac{1}{2})$.

Termbezeichnung	F_1' $(\frac{5}{2})$	F_2' $(\frac{3}{2})$	F_1' $(\frac{5}{2})$	F_2' $(\frac{5}{2})$	F_1' $(\frac{9}{2})$	F_2' $(\frac{7}{2})$	F_1' $(\frac{11}{2})$	F_2' $(\frac{9}{2})$
$R_{1B\,1A}$ (j—1)	23246.4[1])	23248.0[1])	23333.94[1])	23335.1[1])	23450.31	23450.98	23595.38	23595.79
$R_{1A\,1B}$ (j—1)	246.4[1])	248.0[1])	333.74[1])	334.9[1])	450.23	451.02	595.32	595.85
Q_{1A} (j)	246.47[1])	248.24[1])	333.95	335.42[1])	450.27	450.91	595.18	595.76
Q_{1B} (j)	246.27[1])	248.06[1])	333.85	335.00[1])	450.19	451.00	595.36	595.87
$P_{1B\,1A}$ (j+1)	246.62[1])	248.3[1])	333.99	335.75	450.35	450.93	595.47	595.78
$P_{1A\,1B}$ (j+1)	246.20	247.9[1])	333.81	335.06	450.18	451.08	595.33	595.90
Mittelwert	23246.40	23248.08	23333.90	23335.04	23450.26	23450.99	23595.34	23595.83
$F_2'—F_1'=D$	1.68		1.14		0.73		0.49	

[1]) Diese Linien wurden zweimal in der Berechnung gebraucht als unaufgelöstes A-B-Dublett.

Die Molekularkonstanten finden sich hinter der dritten CH-Bande, also weiter unten.

Die CH-Bande bei 3900 Å.

Nach Mulliken [507] ist die Bande einem $^2\Sigma \rightarrow {}^2\Pi$-Übergang zuzuordnen. Die Rotationsstruktur besteht aus 6 Hauptzweigen und 6 Satellitenzweigen. Letztere sind aber nur teilweise bekannt. Wir bringen wieder zuerst eine Tabelle zum Vergleich der verschiedenen Bezeichnungen der Bande nach Mulliken [507].

Mulliken	P_1 $(\frac{3}{2})$	Q_1 $(\frac{3}{2})$	R_1 $(\frac{3}{2})$	P_2 $(\frac{3}{2})$	Q_{12} $(\frac{1}{2})$	Q_2 $(\frac{1}{2})$	R_2 $(\frac{1}{2})$
Hulthén	P_1 (2)	Q_1 (2)	R_1 (2)	P_2 (3)	P_2 (2)	Q_2 (2)	R_2 (2)
Kratzer	P_3 (2)	Q_1 (2)	R_3 (2)	P_4 (3)	P_4 (2)	Q_2 (2)	R_4 (2)

Termbezeichnung	F_1' $(\frac{1}{2})$	F_1 $(\frac{3}{2})$	F_2' $(\frac{1}{2})$	F_1' $(\frac{5}{2})$	P_2' $(\frac{3}{2})$	P_1' $(\frac{7}{2})$	F_2' $(\frac{5}{2})$	P_1' $(\frac{9}{2})$	F_2' $(\frac{7}{2})$
Q_{12} (j)	25698.72	—	—	—	—	—	—	—	—
P_1 (j+i)	698.93	724.09	724.11	774.56	774.52	850.14	850.19	950.68	950.81
Q_1 (j)	—	724.13	724.03	774.64	774.53	850.22	850.19	950.80	950.71
R_1 (j+i)	—	—	—	774.49	774.57	850.22	850.29	950.78	950.87
Mittelwert	25698.83	724.11	724.07	774.56	774.54	850.20	850.22	950.75	950.80
$F_2'—F_1'$	—	—0.04		—0.02		0.02		0.05	

Die CH-Bande bei 3143 Å.

Diese Bande wurde zuerst von Hori [657] gefunden. Die Bande besitzt nach Hori 6 Hauptzweige, R_1, Q_1, P_1, R_2, Q_2, P_2. Alle 3 CH-Banden haben denselben Endzustand. Der Unterschied der Hori-Banden gegen die Bande bei 3900 besteht darin, daß die R- und P-Zweige auf a-Niveaus und die Q-Zweige auf b'-Niveaus enden, was bei der Bande 3900 gerade umgekehrt ist. Die Endniveaus aller Zweige haben also bei der Hori-Bande die umgekehrte Symmetrie wie die von der Bande 3900 Å, woraus dasselbe für die Anfangsterme folgt. Einer der beiden Σ-Terme muß ein Σ^+-, der andere ein Σ^--Term sein.

Die Bande 3900 stellt also einen $^2\Sigma^- \rightarrow {}^2\Pi$, die Bande 3143 einen $^2\Sigma^+ \rightarrow {}^2\Pi$-Übergang dar. Neben der Bande (0,0) gibt Hori noch die Bande (1,1) bei 3157 Å an.

Tabelle der Molekularkonstanten der CH-Banden [765].

Bande	Type	E_0 (Volt)	Außenelektronen Konfiguration	r_0 Å.	ω_e cm^{-1}	D_0 Volt
4300	$^2\Delta$	2.86	$(2p\sigma)$ $(2p\sigma)^2$	1.10	3030	2.35
3900	$^2\Sigma^-$	3.17	$(2p\sigma)$ $(2p\sigma)^2$	1.17	2600	0.83
3143	$^2\Sigma^+$	3.93	$(2p\sigma)$ $(2p\sigma)^2$	1.12	2980	1.28

Die hier geschilderte Bande tritt besonders auf bei Entladungen in Kohlenwasserstoffen und bei ihrer Verbrennung, insbesondere bei der Verbrennung des Methans, daher beschäftigen sich eine Reihe von Arbeiten, die im Literaturverzeichnis angeführt sind, mit dem Auftreten dieser Banden in Flammen und der Deutung der entsprechenden Reaktionen. Man sehe auch J. Lauer, Methanflammen, Diss. Bonn 1932, wo die hierzugehörige Literatur zusammengestellt und auch das Auftreten von CH_2 diskutiert wird.

X. Acetylenbanden.

C_2H_2 ist das bisher spektroskopisch am erfolgreichsten untersuchte mehratomige Molekül. Im Ultraroten oberhalb 2.5 μ ist das Rotationsschwingungsspektrum des Azetylens von Coblentz (Publ. Carnegie Inst. of Wash. **35** 1905), Burmeister [229] und zuletzt von Levin und Meyer [536] mit Hilfe thermischer Methoden untersucht worden. Nach den Ergebnissen dieser Autoren liegen starke Absorptionsbanden bei 13.7 μ, 7.5 μ, 3.5 μ und schwache bei 3.7 μ und 2.5 μ. Unterhalb 2.5 μ findet nur Dreisch (Zs. f. wiss. Photogr. **23** p. 102, 1924) eine Absorptionsbande, die sich als erste Oberschwingung der 3.5 μ-Bande deuten läßt. Eine provisorische Durchsuchung des Spektralbereiches zwischen 2.5 μ und 0.9 μ im Bonner Institut bestätigte jedoch neuerdings die Vermutung, daß dort noch weitere Acetylenbanden sind, die inzwischen zum Teil von Lueg und Hedfeld mit großer Dispersion photographiert worden sind. Zwischen $\lambda\lambda$ 9000 und 7000 haben Hedfeld und Mecke [649, 675] bereits drei Absorptionsbanden bei $\lambda\lambda$ 7887, 7956 und 8622 mit großer Dispersion photographiert. Die sehr intensive Bande bei λ 7887 haben sie genau ausgemessen und darauf eine fast vollkommene Analyse des Acetylenspektrums gegründet. Während die sehr einfache Feinstruktur des Acetylens in den starken Banden gut aufgelöst ist, gelingt ihre Messung in den schwachen Banden nur teilweise. Doch eine Vergrößerung der Schichtdicke führt auch hier zum Ziel, wie die Arbeiten von Lueg

und Hedfeld[1]) gezeigt haben. In allen Acetylenbanden besteht ferner ein deutlicher Intensitätswechsel in den Rotationslinien, der von Childs und Mecke [636] durch photometrische Messungen in der Bande λ 7887 zu 1:3 bestimmt wurde. Daraus kann man auf einen Kernspin von $^1/_2$ für H und 0 für C schließen. Sonderbarerweise zeigen nur einige Acetylenbanden einen Q-Zweig, wofür es bisher noch keine sichere Erklärung gibt. Auf Grund der Analyse von Mecke und seinen Mitarbeitern [636, 649, 674, 675] ergibt sich eine lineare Gestalt des C_2H_2-Moleküls, dessen Trägheitsmoment im Grundzustand $23.509 \cdot 10^{-40}$ g cm² beträgt. Die Kernabstände sind C—H gleich $1.08 \cdot 10^{-8}$ cm und C $\equiv$ C gleich $1.19 \cdot 10^{-8}$ cm. Weiter wird von Mecke [674] gezeigt, daß man das ganze Rotationsschwingungsspektrum des Acetylens mit Hilfe seiner fünf Eigenfrequenzen $\delta_1 = 729.27$, $\delta_2 = 1328.5$, $\nu_1 = 1975$, $\nu_2 = 3312.83\,v - 36v^2$, $\nu_3 = 3365$ darstellen kann.

Angeregt durch die erfolgreichen Untersuchungen im nahen Ultrarot hat Kistiakowsky [728] die bereits von Stark und Lippe [290], sowie Henry und Landau [285] beobachteten ultravioletten Absorptionsbanden des Acetylens sorgfältig untersucht. Während Stark und Lipp nur über Banden zwischen $\lambda\lambda$ 2200—1900 berichten, jedoch keine Wellenlängen angeben, haben Henry und Landau zahlreiche Banden bei längeren Wellen gemessen, die sie in drei Gruppen einteilen: Banden mit Feinstruktur von λ 3157—λ 2872; zum Teil scharfe, zum Teil diffuse Banden von λ 2960—λ 2495 und Banden mit Feinstruktur zwischen λ 2327 und 2236 Å. Kistiakowsky benutzt eine Wasserstoffröhre als kontinuierliche Lichtquelle, deren Licht er durch ein 2 m langes Absorptionsrohr mit sehr sorgfältig gereinigtem und getrocknetem C_2H_2-Gas mittels eines großen Hilgerspektrographen photographiert. Er findet oberhalb 2400 Å überhaupt keine Absorption und nimmt daher an, daß Henry und Landau dort Banden von Verunreinigungen gemessen haben. Zwischen 2400 und 2200 Å mißt er etwa 30 Bandenkanten, deren Wellenlängen wegen der geringen Meßgenauigkeit (Fehler bis 5 cm^{-1}) und der sehr schlechten Übereinstimmung mit den älteren Messungen hier nicht angeführt sind. Die Banden sind nach Rot abschattiert, haben Doppelkanten mit etwa 14 cm^{-1} Abstand und sind nur teilweise in den höheren Gliedern aufgelöst. Der auf diese Messungen aufgebauten Analyse kann man natürlich keinen großen Wert beilegen, darum sei sie hier nicht weiter mitgeteilt. Herzberg [721] findet ein schwaches Absorptionsbandensystem ausgehend von 2070 Å, das mit steigender Intensität nach dem Violetten läuft. Seine weiteren Angaben über eine Acetylenbande bei 1540 Å sind unsicher. Endlich hat Rose (Bonner Diss. 1932) 23 Kanten des Bandensystems bei 2070 Å gemessen und wechselnde Intensitäten festgestellt. Zwischen 1824 und 1650 Å mißt er ein weiteres Acetylenbandensystem, daß sehr intensiv auftritt bei 15 cm Schichtdicke und 0.1 mm Druck.

XI. Die Banden des Äthylens und des Äthans.

Äthylen C_2H_4 und Äthan C_2H_6 lassen wegen ihrer dem Acetylen ähnlichen chemischen Strukturformeln auch ähnliche Absorptionsspektren vermuten, die allerdings wegen der größeren Zahl möglicher Grundschwingungen viel komplizierter sein können,

[1]) Nach Mitteilung der Autoren sind von ihnen weitere Banden bei 1.0372; 1.0166; 0.96; 0.8617; 0.64 und 0.54 μ gemessen worden, deren Veröffentlichung bevorsteht.

als das Acetylenspektrum, und es tatsächlich auch sind, wie die Ultrarotuntersuchungen von Levin und Meyer [536] zeigen. Diese Autoren untersuchen die Absorptionsbanden der genannten Gase zwischen 2 und 15 μ, wo bereits Coblentz (Public. Carnegie Inst. Wash. **35** 1905) mit sehr geringer Dispersion Absorptionsmaxima ohne jegliche Feinstruktur feststellt, und zwar für Äthylen bei 10.5 μ, 6.9 μ, 5.3 μ, (4.9 μ), 3.3 μ, (2.3 μ) und für Äthan bei 12.2 μ, 6.8 μ, 3.4 μ (2.4 μ). Levin und Meyer gelingt es bei Anwendung größerer Dispersion (Gitter) fast alle diese Banden aufzulösen. Alle gemessenen Äthylenbanden zeigen scharfe aufgelöste P-, Q- und R-Zweige, während die Äthanbanden keine einheitliche Struktur zeigen, viel komplizierter sind und zum Teil auch durch Methanbanden überlagert erscheinen. Badger [628, 693] sucht zwischen $\lambda\lambda$ 9500—6500 bei 2.80 m Schichtdicke photographisch nach weiteren Banden dieser Kohlenwasserstoffe. Während er von Äthan in diesem Gebiet überhaupt keine Absorption findet, erhält er bei λ 8720 eine teilweise meßbare Äthylenbande, die ziemlich komplizierte Feinstruktur zeigt und auf Grund dieses Materials keineswegs eindeutig analysiert werden kann. Augenblicklich werden im Bonner Institut diese Spektren mit größerer Schichtdicke und neuen Sensibilisatoren zwischen 8000 und 12000 Å von Lueg und Scheib photographiert, wo sich bereits neue Banden zeigen[1]).

XII. Methanbanden.

Da das CH_4-Molekül wegen seiner vier H-Atome kleine Trägheitsmomente und daher relativ große Feinstrukturabstände besitzt, ist es ebenfalls im Ultraroten häufig untersucht worden. Bei den ersten orientierenden Messungen findet Coblentz (Invest. of infr. spectra **I** p. 43ff. 1906), daß Methan bei 7.7 μ und 3.31 μ stark und bei 2.15 μ schwach absorbiert. Außerdem ist noch eine Absorptionsstelle bei 5,8 μ angedeutet. Ellis [480, 481] untersucht die Methanabsorption im kurzwelligen Ultrarot. Cooley [398] gelingt es, in den starken Banden bei 7.7 μ, 3.31 μ sowie in einer weiteren schwachen Bande bei 3.5 μ Feinstrukturen zu messen. Weiter hat Moorhead (Phys. Rev. (2) **39** p. 83—88, 1931) die ultraroten Methanbanden zwischen 1.4 und 2.6 μ mit großer Dispersion untersucht. Es gelingt ihm, die Feinstruktur der Bande bei 2.3 μ und 1.6 μ in erster bzw. zweiter Ordnung seines Gitters aufzulösen. Die 2.2 μ Bande zeigt konstante Abstände von 10.7 cm^{-1}, woraus sich das Trägheitsmoment zu 5.17×10^{-40} gr cm^2 ergibt. Die entsprechenden Werte der 1.6 μ Bande sind 10.4 cm^{-1} und 5.32×10^{-40} gr cm^2, was mit den Angaben Cooleys [398] 9.77 cm^{-1} bzw. 5.66×10^{-40} gr cm^2, die der 3.31 μ Bande entnommen sind, leidlich gut übereinstimmt. Dennison und Ingram [639] photographieren an einem 6 m-Konkavgitter bei 10 m Schichtdicke eine Methanbande bei λ 8900, die sie als dritte Oberschwingung der Bande bei 3,3 μ deuten. Diese Bande zeigt eine sehr konplizierte Feinstruktur, wovon über 100 Linien gemessen sind. Eine vollständige Analyse der Methanbanden ist bisher noch nicht veröffentlicht und wird auch mit dem bisher vorliegenden Material noch nicht möglich sein. Dennison [399, 400], Guillemin [446] und Elert [522] haben zwar bereits Rechnungen über Molekülmodelle für das Methan aufgestellt, doch die experimentelle Bestätigung dafür steht noch aus. Ferner sei darauf aufmerksam ge-

[1]) Veröffentlichung steht bevor.

macht, daß Mecke [Leipziger Vorträge 1931 p. 33] eine neue Methanuntersuchung angekündigt hat. Im Bonner Institut ist ebenfalls die Methanabsorption zwischen $\lambda 8000$ und $\lambda 12000$ bei mehr als 20 m Schichtdicke photographiert worden. Nach Dennison [399, 400], Dennison und Ingram [639] sowie Ellis [480, 481] lassen sich die bisher bekannten Rotationsschwingungsbanden des Methans mit Hilfe von 4 Eigenschwingungen einordnen; da auch diese Einordnung in allernächster Zeit wieder Ergänzungen und Änderungen erfahren dürfte, sei sie nicht angeführt.

Zu den Methanuntersuchungen im Violetten seien die Arbeiten von Lauer und Gerwinn [Bonner Dissertationen 1932] erwähnt. Während Gerwinn Absorptionsbanden stark erhitzten Methans beobachtet, erhält Lauer Emissionsbanden in gespaltenen Flammen. Im äußersten Ultraviolett stellt Leifson [459] 6 Banden fest, die sich aber nach den Untersuchungen von Rose (Bonner Diss. 1932) als Intensitätsminima im Viellinienspektrum des H_2 herausgestellt haben.

Weiter sei noch bemerkt, daß Dickinson, Dillon und Rasetti [Phys. Rev. (2) **34** p. 582 1929] bei 2914.8 cm^{-1}, 3022.1 cm^{-1} und 3071.5 cm^{-1} Ramanfrequenzen von Methan gemessen haben, die höchst wahrscheinlich der ultraroten Bande bei 3.33 μ entsprechen.

XIII. Die Banden des Benzols.

Wie bereits bemerkt, sehen wir davon ab, die Banden aller Kohlenstoffverbindungen, die meist in Absorption untersucht worden sind, an dieser Stelle zu behandeln. Wir gehen auch auf die Muttersubstanz so zahlloser Körper mit interessanten spektroskopischen Eigenschaften, das Benzol, hier deshalb nicht ein, weil eine Behandlung ohne Rücksicht auf Substitutionsprodukte und Heranziehung chemischer Betrachtungen nur ein einseitiges Bild gibt. Zu den in Bd. **III**, Bd. **V** und Bd. **VII** angegebenenen Literaturverzeichnissen fügen wir die folgende Liste hinzu, die keineswegs vollständig ist, allein wenigstens einen Anhalt gibt. Dabei ist auch der Ramaneffekt teilweise berücksichtigt.

Literaturübersicht zum Benzolproblem[1]).

[1] L. Grebe, Über die Absorption der Dämpfe des Benzols und einiger seiner Derivate im Ultraviolett. Zs. wiss. Photogr. **3** p. 376—395 (1905).

[2] O. Fischer, Über diskontinuierliche Kathodenluminiszenzspektra einiger aromatischer Verbindungen. Diss. Bonn (1908).

[3] E. Dickson, Über die ultraviolette Fluoreszenz des Benzols und einiger seiner Derivate. Zs. wiss. Photograph. **10** p. 166—180, 181—200 (1911).

[4] J. E. Purvis, The ultra-violet absorption spectra of the vapours of various organic substances compared with the absorption of these substances in solution and in thin films. Rep. Brit. Ass. Portsmouth p. 359—360 (1911).

[5] J. J. Dobbie and J. J. Fox, The absorption spectra of some thioderivatives of benzene. J. Chem. Soc. **103** p. 1263—1266 (1913).

[6] H. S. Fry, Absorptionsspektra und dynamische Formel von Chlor-, Brom- und Jod Benzol. Zs. phys. Chem. **82** p. 665—687 (1913).

[7] V. Henri et M. Landau, Étude de l'absorption des rayons ultraviolets par l'acétyléne. C. R. **156** p. 677—680 (1913).

1) Man sehe auch die Bände III (Absorption), II (Fluoreszenz), V und VII (unter C) und die Bücher von Ley, Henry, Pringsheim usw.

[8] J. E. Purvis and N. P. Mc Cleland, The absorption spectra of various derivatives of benzene. J. Chem. Soc. **103** p. 1088—1108 (1913).

[9] J. E. Purvis, The absorption spectra of various derivatives of aniline, phenol and benzaldehyde. J. Chem. Soc. **103** p. 1638—1652 (1913).

[10] J. Stark, ..., Die ultravioletten Absorptionsbanden der wechselseitigen Bindung von Kohlenstoffatomen. I. Methodik, Acetylenbindung. Jahrb. Radioakt. **10** p. 139—174 (1913).

[11] J. Stark und P. Lipp, Die ultravioletten Absorptionsbanden der wechselseitigen Bindung von Kohlenstoffatomen. II. Acetylen- und III. Benzol-Bindung. Jahrb. Radioakt. **10** p. 175—188 (1913).

[12] J. E. Purvis, The absorption spectra of the vapours and solutions of various derivatives of benzaldehyde. J. Chem. Soc. **105** p. 2482—2501 (1914).

[13] C. C. Baly and F. G. Trykorn, The absorption spectra of mono-substituted benzene compounds and the benzene substitution law. J. Chem. Soc. **107** p. 1058—1070 (1915).

[14] J. E. Purvis, The absorption spectra of various halogen and nitrile derivatives of benzene and toluene as vapours and in solution. J. Chem. Soc. **107** p. 469—509 (1915).

[15] J. E. Purvis, The absorption spectra of various derivatives of benzoic acid. J. Chem. Soc. **107** p. 966—973 (1915).

[16] C. Strasser, Die ultraviolette Absorption einiger Monoderivate des Benzols. Zs. wiss. Phot. **14** p. 281—311 (1915).

[16a] Rudolf Witte, Zur Struktur der ultravioletten Absorptionsspektren des Benzols und seiner Monoderivate. Zs. wiss. Phot. **14** p. 347—392 (1915).

[17] M. Kemp, Die ultraviolette Bandenabsorption einiger Biderivate des Benzols. Diss. Bonn 1916.

[18] Massol et Faucon, Sur l'absorption des radiations ultraviolettes par les dérivés bromés du méthane. C. R. **163** p. 92—94 (1916).

[19] H. H. Stang, The infra-red absorption spectrum of naphthalene and of some of its monoderivatives in solution. Phys. Rev. (2) **9** p. 542—554 (1917).

[20] V. Henri, Spectre d'absorption de la vapeur de benzène et grandeurs fondamentales de la molécule de benzène. C. R. **174** p. 809—812 (1922).

[21] V. Henri, Étude des spectres d'absorption et de fluorescence du benzène. J. de Phys. et le Rad. **3** p. 181—211 (1922).

[22] V. Henri et P. Steiner, Absorption des rayons ultraviolets par le naphthalène. C. R. **175** p. 421—423 (1922).

[23] V. Henri, Spectre d'absorption ultraviolet de la vapeur de chlorure de benzène. Determination de la structure de la molécule. C. R. **176** p. 1298—1301 (1923).

[25] V. Henri, Structure des molécules et spectres d'absorption des corps à l'état de vapeur. C. R. **177** p. 1037—1040 (1923).

[26] C. F. Meyer, The structure of the absorption bands of certain organic gases and vapors in the near infra-red. Phys. Rev. (2) **21** p. 712—713 (1923).

[27] W. H. Vicker, J. K. Marsh and A. W. Stewart, Tesla-luminiscence spectra. I. The form of apparatus and the spectrum of benzene. J. Chem. Soc. **123** p. 624—654 (1923).

[28] W. H. Mc Vicker, J. K. Marsh, Tesla-luminiscence spectra. II. The effect of varying temperature and pressure on the benzene spectrum. J. Chem. Soc. **123** p. 817—820 (1923).

[29] W. H. Mc Vicker, J. K. Marsh and A. W. Stewart, Tesla-luminiscence spectra. III. Some mono-substitution products of benzene. J. Chem. Soc. **123** p. 2147—2163 (1923).

[30] Th. Dreisch, Die Absorption einiger Flüssigkeiten und ihrer Dämpfe im Ultraroten unterhalb 3 μ. Zs. f. Phys. **30** p. 200—212 (1924).

[31] V. Henri et H. de Laszlò, Spectre d'absorption ultraviolet de la vapeur de naphthalène. Activation et structure de la molécule. C. R. **178** p. 1004—1006 (1924).

[32] V. Henri et H. de Laszlò, The analysis of the absorption of the molecule of naphthalene. Proc. Roy. Soc. **A. 105** p. 662—682 (1924).

[33] P. Pringsheim und A. L. Reimann, Über die Fluoreszenz des Benzoldampfes bei monochromatischer Erregung. Zs. f. Phys. **29** p. 115—124 (1924).

[34] V. Henri, Structure des molécules. Publ. de la Soc. de Chim. phys. XII (1925).

[35] H. de Lászlò, Absorption des rayons ultraviolets par les dérivés méthylés du naphthalène. C. R. **180** p. 203—206 (1925).

[36] H. de Lászlò, Die Absorptionsspektren und Aktivierungsstufen von Naphthalin und einigen Methylderivaten. Zs. phys. Chem. **118** p. 369—413 (1925).

[37] W. R. Orndorff, R. C. Gibbs, S. A. Multhy, The absorption spectra of benzaurin. J. Amer. Chem. Soc. **47** p. 2767 (1925).

[38] A. L. Reimann, Photoluminiszenz des Benzols und seiner Derivate. Naturw. **13** p. 744—745 (1925).

[39] W. Stenström and M. Reinhard, The influence of PH on the ultra-violet absorption spectra of certain cyclic compounds. J. Chem. Soc. **29** p. 1477—1481 (1925).

[40] F. Vlés et M. Gex, Sur le comportement du benzène en présence de solutions aqueuses. C. R. **181** p. 506—509 (1925).

[41] R. T. Birge, The structure of molecules. Nat. **117** p. 300 (1926).

[42] W. R. Brode, The absorption spectra of benzene-azobenzene. J. Chem. Soc. **48** p. 1984—1988 (1926).

[43] A. Castille, Spectres d'absorption ultra-violets de quelques substances à deux noyaux benzène. Bull. de Belg. **12** p. 498—519 (1926).

[44] J. W. Ellis, Band series in infra-red absorption spectra of organic compounds I. Phys. Rev. (2) **27** p. 298—313 (1926).

[45] V. Henri et J. Errera, Étude de quelques réactions chimiques produits par les rayons β et γ du radium sur les corps a l'état de vapeur. J. de Phys. et le Rad. (6) **7** p. 225—229 (1926).

[46] H. de Lászlò, The absorption spectra of some naphthalene derivatives in vapour and solution. Proc. Roy. Soc. **A. 111** p. 335—379 (1926).

[47] P. Pringsheim, Das Absorptionsspektrum des festen Benzols bei — 180°. Phys. Zs. **27** p. 856—859 (1926).

[48] K. R. Ramanathan, The structur of molecules in relation to their optical anisotropy. II. Benzene and cyclohexane. Proc. Roy. Soc. **A. 110** p. 123—133 (1926).

[49] A. Reimann, Über die Photoluminiszenz des Benzols und einiger Derivate in versch. Aggregatzuständen. Ann. d. Phys. (4) **80** p. 43—70 (1926).

[50] J. Barnes and W. H. Fulweiler, The near infrared absorption spectra of liquid benzene and toluene. J. Opt. Soc. Amer. **15** p. 331—336 (1927).

[51] J. Barnes, The shift in a near infrared absorption band of some benzene derivatives. Phys. Rev. (2) **29** p. 1694 (1927).

[52] J. Barnes and W. H. Fulweiler, The shift in a near infra-red absorption band of some benzene derivatives. J. Amer. Chem. Soc. **49** p. 2034—2037 (1927).

[53] F. Hund, Zur Deutung der Molekelspektren. III. Bemerkungen über das Schwingungs- und Rotationsspektrum bei Molekülen mit mehr als 2 Kernen. Zs. f. Phys. **43** p. 805—827 (1927).

[54] F. Hund, Zur Deutung der Molekelspektren. Zs. f. Phys. **42** p. 93—122 (1927).

[55] H. de Lászlò, Ultraviolet absorption spectra of cyclohexene, ... J. Amer. Chem. Soc. **49** p. 2106—2111 (1927).

[56] J. K. Morse, The structure and dimensions of the benzene ring. Proc. Nat. Acad. **13** p. 789—792 (1927).

[57] J. B. Austin and F. C. Brickwedde, The ultraviolet absorption spectra of benzene . . . . . . J. Opt. Soc. Amer. **16** p. 121 (1928).

[58] J. Barnes and W. H. Fulweiler, Absorption spectrum of liquid benzene. Phys. Rev. (2) **32** p. 618—623 (1928).

[59] J. Barnes and W. H. Fulweiler, The near infra-red absorption bands of some hydrocarbons. J. Amer. Chem. Soc. **50** p. 1033—1035 (1928).

[60] J. W. Ellis, Correlations of visible and near infra-red absorption bands in colorless liquids. Phys. Rev. (2) **31** p. 310 (1928).

[61] J. Errera et V. Henri, Spectres d'absorption et structure des molécules des dérivés dihalogénés du benzène. J. de Phys. et le Rad. (6) **9** p. 205—224, 249—264 (1928).

[62] F. Hund, Zur Deutung der Molekelspektren IV. Zs. f. Phys. **51** p. 759—796 (1928).

[63] F. Hund, Molekelbau und chemische Bindung. Phys. Zs. **29** p. 851—853 (1928).

[64] W. R. Orndorff, R. C. Gibbs, McNulty and Shapiro, The absorption spectra of benzene .... J. Amer. Chem. Soc. **50** p. 831—837 (1928).

[65] V. Posejpal, Fluorescence du bezène et son absorption infrarouge. C. R. **187** p. 1046—1048 (1928).

[66] C. V. Shapiro and R. C. Gibbs, The ultraviolet absorption spectra of benzene and toluene in alcoholic solution. Phys. Rev. (2) **31** p. 310—311 (1928).

[67] R. Bär, Über eine lifhtstarke Anordnung zur Beobachtung des Ramaneffektes in Flüssigkeiten und ihre Anwendung auf das Ramanspektrum des Benzols. Phys. Zs. **30** p. 856—858 (1929).

[68] J. Barnes and W. H. Fulweiler, The shift in the 1,14 absorption band of some benzene derivatives. J. Amer. Chem. Soc. **51** p. 1750—1752 (1929).

[69] J. Barnes, Absorption spectrum of liquid benzene. Phys. Rev. (2) **33** p. 627—628 (1929).

[70] A. Carrelli, Nuove misure sull' effetto Raman. N. Cim. (N. S.) 6 p. 64 (1929).

[71] A. Dadieu und K. W. F. Kohlrausch, Studien zum Ramaneffekt. II. Das Ramanspektrum organischer Substanzen. (Benzolderivate.) Wiener Ber. **138** p. 134—135 (1929). — Sitzber. Akad. Wiss. Wien IIa **138** p. 335—351 (1929).

[72] A. Dadieu und K. W. F. Kohlrausch, Studien zum Ramaneffekt. IV. Das Ramanspektrum organischer Substanzen. (Benzolderivate.) Wiener Ber. **138** IIa p. 607—624 (1929).

[73] A. Dadieu and K. W. F. Kohlrausch, Studien zum Ramaneffekt. V. Das Ramanspektrum organischer Verbindungen. (C-O und C-C-Doppelbindung, Halogenderivate.) Wiener Ber. **138** IIa p. 635—662 (1929).

[74] R. Dantinne und A. Molle, Photoelektrizität des Benzol und seiner Derivate. Bull. Soc. chim. Belg. **38** p. 435—443 (1929).

[75] J. F. Daugherty, The infra-red absorption spectra of benzene and its halogen derivatives. Phys. Rev. (2) **34** p. 1549—1557 (1929).

[76] J. W. Ellis, Absorption spectrum of liquid benzene. Phys. Rev. (2) **33** p. 625—627 (1929).

[77] J. W. Ellis, Heats of linkage of CH and NH-bonds from vibration spectra. Phys. Rev. (2) **33** p. 27—37 (1929).

[78] W. Gerlach, Über die Breite der Spektrallinien der Raman-Streustrahlung von Benzol. Ann. d. Phys. **1** p. 301—308 (1929).

[79] V. Henri, Absorption spectra of polyatomic molecules. Predissociation and dissociation of these molecules. Trans. Faraday Soc. **25** p. 611 (1929).

[80] A. Langseth, A relation between Raman spectra and ultra-violet absorption. Nat. **124** p. 92 (1929).

[81] H. Ley und B. Arends, Absorption der Carboxylgruppe im kurzwelligen Ultraviolett. Zs. phys. Chem. B. **4** p. 234—238 (1929).

[82] C. V. Shapiro, Raman spectrum and fluorescence of benzol. Nat. **124** p. 372 (1929).

[83] K. L. Wolf, Über die Absorptionsspektren von bisubstituierten Benzolen. Leipziger Vorträge p. 100—134. Leipzig, Hirzel (1929).

[84] E. D. McAlister and H. J. Unger, Differences in the absorption spectrum of benzene in the liquid and vapor state. Phys. Rev. (2) **36** p. 1799 (1930).

[85] F. Almasy and C. V. Shapiro, The fluorescence spectrum of benzene. Phys. Rev. (2) **35** p. 1422 (1930).

[86] J. B. Austin, The emission spectra of some simple benzene derivatives. J. Amer. Chem. Soc. **52** p. 4755 (1930).

[87] R. B. Barnes, The infrared absorption of some organic liquids under high resolution. Phys. Rev. (2) **35** p. 1524—1532 (1930).

[88] S. Bhagavantam, Forms of oscillation of the benzene ring in Raman effect. Ind. J. of Phys. **5** p. 615—631 (1930).

[89] J. A. Black, The tesla-luminiscent-spectrum of benzene. Nat. **125** p. 277 (1930).

[90] G. B. Bonino and P. Cella, Raman spectra of pinene. Nat. **126** p. 915 (1930).

[91] M. Bourguel et P. Daure, Constitution chimique et effet Raman: composés acétyléniques. Bull. Soc. Chim. **47/48** p. 1349—1365 (1930).

[92] A. Campetti, Spettri di assorbimento e struttura moleculare. N. Cim. (N. S.) **7** p. 65—86 (1930).

[93] J. R. Collins, The effect of high pressure in the near infra-red absorption spectra of certain liquids. Phys. Rev. (2) **35** p. 1433—1435 (1930).

[94] A. Dadieu und K. W. F. Kohlrausch, Studien zum Ramaneffekt. IX. Das Ramanspektrum organischer Substanzen. Wiener Ber. **139** IIa p. 165—181 (1930).

[95] M. Dunkel, Die Elektronenanordnung in den häufigsten organischen Bindungen. Zs. f. phys. Chem. B. **10** p. 434—459 (1930).

[96] E. Hückel, Zur Quantentheorie der Doppelbindung. Zs. f. Phys. **60** p. 423—356 (1930).

[97] E. Hückel, Zur Quantentheorie der Doppelbindung und ihres stereochemischen Verhaltens. Zs. f. Elektrochem. **36** p. 641—646 (1930).

[98] F. Hund, Methode der Deutung und Vorhersage von Molekelspektren. Phys. Zs. **31** p. 876—881 (1930).

[99] F. Hund, Methoden der Deutung und Vorhersage von Molekelspektren. Zs. f. Elektrochem. **36** p. 596—600 (1930).

[100] J. Söderquist, Der Ramaneffekt in einigen organischen Substanzen. Zs. f. Phys. **59** p. 446—466 (1930).

[101] S. C. Sirkar, On the relative intensities of different Raman lines due to different exciting frequencies. Ind. J. of Phys. **5** p. 663—668 (1930).

[102] S. C. Sirkar, Further investigations on the intensities of lines in Raman spectra. Ind. J. of Phys. **5** p. 593—601 (1930).

[103] S. Venkatesvaran, Ramaneffect in some organometallic and heterocyclic compounds. Ind. J. of Phys. **5** p. 145—158 (1930).

[104] S. M. Werth, Relative efficiency of the Hg-arc lines in exciting the Raman spectrum of benzol. Phys. Rev. (2) **36** p. 1096 (1930).

[105] R. W. Wood, Raman spectra of benzene and diphenyl. Phys. Rev. (2) **36** p. 1431—1435.

[106] R. Bär, Über die Polarisation der Ramanlinien von Tetrachlorkohlenstoff, Benzol und Schwefeltrioxyd. Helv. Act. Phys. **4** p. 130—136 (1931).

[107] F. S. Brackett and U. Liddel, Progressive relationships in the near infrared absorption spectra of the halogen derivatives of benzene. Phys. Rev. (2) **37** p. 108 (1931).

[108] E. Hückel, Quantentheoretische Beiträge zum Benzolproblem. I. Die Elektronenkonfiguration des Benzols und verwandter Verbindungen. Zs. f. Phys. **70** p. 204—286 (1931).

[109] E. Hückel, Quantentheoretische Beiträge zum Benzolproblem. II. Quantentheorie der induzierten Polaritäten. Zs. f. Phys. **72** p. 310—338 (1931).

[110] K. Lonsdale, An X-ray analysis of the structure of hexachlorobenzene, using the Fourier method. Proc. Roy. Soc. **A. 133** p. 536—553 (1931).

[111] G. Placzeck and W. R. van Wijk, Polarisationsmessungen am Ramaneffekt von Flüssigkeiten. Zs. f. Phys. **67** p. 582—589 (1931).

[112] S. Rafalowski, The fine structure of spectral lines of light scattered by liquids. Nat. **128** p. 495 (1931).

[113] C. V. Shapiro, R. C. Gibbs and J. R. Johnson, Band spectrum of benzene: existence of a small vibrational frequency in the normal state. Phys. Rev. (2) **38** p. 1170—1179 (1931).

[114] C. Wagner, Bemerkung zum Prinzip der freien Drehbarkeit in Molekülen mit einfacher Kohlenstoffbindung. Zs. f. phys. Chem. **B. 14** p. 166—169 (1931).

[115] J. Weiler, Das Spektrum einiger einfacher offener und ringförmiger Kohlenwasserstoffe. Zs. f. Phys. **69** p. 586—597 (1931).

[116] J. Weiler, Bemerkung zur Intensität und Polarisation der Streulinien ringförmiger Kohlenwasserstoffe. Zs. f. Phys. **72** p. 206—215 (1931).

[117] K. L. Wolf, Probleme der freien Drehbarkeit bei einfacher und doppelter Kohlenstoffbindung. Leipziger Vorträge p. 1—22. Leipzig, Hirzel (1931).

[118] K. L. Wolf und W. Herold, Über die Ultraviolettabsorption von Benzolderivaten und die Theorie der induzierten alternierenden Polaritäten. Zs. f. phys. Chem. **B. 13** p. 201—230 (1931).

[119] R. C. Yates, Raman lines of cyclopropane and valence properties of some organic compounds. Phys. Rev. (2) **37** p. 616—618 (1931).

Abgeschlossen am 15. März 1932.

Calcium (Ca = 40,07, Z = 20, Isotope: Ca^{40} und Ca^{44}).

Literatur.

[239] T. Royds, An investigation of the displacement of unsymmetrical lines under different conditions in the electric arc. Kodaikanal Bull. **40** p. 85—93 (1914) und Bull. **54** p. 194—196 (1916).

[240] Th. Lyman, The extension of the spectrum beyond the Schumann region. Astrophys. J. **43** p. 89—102 (1916).

[241] T. Royds, The cause of the so called pole-effect in the electric arc. Kodaikanal Bull. **54** p. 194—196 (1916).

[242] Toshio Takamine and N. Kokubu, The effect of an electric field on the spectrum lines of calcium and magnesium. Mem. Coll. Kyoto **3** p. 173—181 (1918).

[243] J. Stark und O. Hardtke, Beobachtungen über den Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien. Ann. d. Phys. (4) **58** p. 712—772 (1919).

[244] J. C. McLennan, J. F. T. Young and H. J. C. Ireton, Arc spectra in vacuo and spark spectra in helium of various elements. Proc. Roy. Soc. A. **98** p. 95—108 (1920).

[245] Niels Stensson, Über die Dubletten in der K-Reihe der Röntgenspektren. Zs. f. Physik **3** p. 60—62 (1920).

[246] E. Carter, Character of the spectra produced by high potential sparks in a vacuum. Phys. Rev. (2) **17** p. 436 (1921).

[247] H. G. Gale and A. F. Miller, Pressure shift in calcium arc. Phys. Rev. (2) **17** p. 428—429 (1921).

[248] G. F. Gibson und W. A. Noyes, Hg, Tl, Na, Ca, Mg in various vapours and flames. J. Chem. Soc. **43** p. 1255—1261 (1921).

[249) H. L. Howes, The spectral structure of the luminescence excited by the hydrogen flame. Phys. Rev. (2) **17** p. 469—474 (1921).

[250] C. Ramsauer und F. Wolf, Leuchtdauer der Spektrallinien im erlöschenden Bogen. Ann. d. Phys. (4) **66** p. 323—396 (1921).

[251] M. N. Saha, On the problem of temperature radiation of gases. Phil. Mag. (6) **41** p. 262—278 (1921).

[252] R. A. Sawyer and A. L. Becker, On the exploded wire spectrum of calcium. Phys. Rev. (2) **18** p. 164 (1921).

[253] R. Seeliger und D. Thaer, Die Bogen- und Funkenspektra der Alkalien, Erdalkalien und Erden. Ann. d. Phys. (4) **65** p. 423—448 (1921).

[254] L. et E. Bloch, Spectres d'étincelle dans l'eau. J. d. Phys. et le Rad. (6) **3** p. 309—325 (1922). C. R. **174** p. 1456—1457 (1922).

[255] A. Campetti und A. Corsi, Sugli spettri di scintilla mediante la fiamma. Nuov. Cim. (6) **24** p. 117—127 (1922).

[256] E. Carter, The vacuum spark spectra of the metals. Astrophys. J. **55** p. 162—165 (1922).

[257] A. J. Dempster, Positive ray analysis of zinc and calcium. Phys. Rev. (2) **19** p. 431 (1922).

[258] V. Dolejšek, Sur les lignes Kα des éleménts légers. C. R. **174** p. 441—442 (1922).

[259] P. D. Foote and E. L. Mohler, The significance of the ½ terms in spectral series formulae. J. Opt. Soc. Amer. **6** p. 54—56 (1922).

[260] A. S. King, Electric furnace experiments involving ionization phenomena. Astroph. J. **55** p. 380—390 (1922).

[261] A. S. King, Ionization and absorption effects in the electric furnace. Proc. Nat. Acad. **8** p. 123—125 (1922).

[262] J. Polvani, Studio stroboscopico dello spettro dell' arco alternativo ad alta frequenza. Nuov. Cim. (6) **23** p. 59—75 (1922).

[263] M. Siegbahn und V. Dolejšek, Erhöhung der Meßgenauigkeit innerhalb der Röntgenspektren. Zs. f. Phys. **10** p. 159—168 (1922).

[264] A. Sommerfeld und W. Heisenberg, Die Intensität der Mehrfachlinien und ihrer Zeemankomponenten. Zs. f. Phys. **11** p. 131—154 (1922).

[266] M. Kimura and G. Nakamura, The broadening of spectral lines caused by increasing current density and their Stark effects. Jap. J. of Phys. **2** p. 61—75 (1923).

[267] H. Nagaoka and Y. Sugiura, Spectroscopic evidence of isotopy. Japan. J. of Phys. 2 p. 167—278 (1923).

[268] St. Procopiu, Sur les spectres d'arc des métaux dans divers milieux et dans le vide. C. R. **176** p. 385—388 (1923).

[269] T. Royds, The effect on wave-length in arc spectra of introducing various substances into the arc. Kodaikanal Bull. **73** p. 53—61 (1923).

[270] R. A. Sawyer and L. Becker, The explosion spectra of the alkaline earth metals. Astroph. J. **57** p. 98—113 (1923).

[271] T. A. Saunders and H. N. Russell, New regularities in the spectra of the alcaline earths. Phys. Rev. (2) **22** p. 201 (1923).

[272] Y. Takahashi, Band spectra and molecular structure. Jap. J. of Phys. **2** p. 95—110 (1923).

[273] G. Wentzel, Bemerkungen über Serienspektren, an deren Emission mehr als ein Elektron beteiligt ist. Physik. Zs. **24** p. 104—109 (1923).

[274] J. A. Anderson, The vacuum spark spectrum of calcium. Astroph. J. **59** p. 76—96 (1924).

[275] H. C. Burger und H. B. Dorgelo, Beziehung zwischen neueren Quantenzahlen und Intensitäten an Mehrfachlinien. Zs. f. Phys. **23** p. 258—266 (1924).

[276] H. B. Dorgelo, Die Intensität mehrfacher Spektrallinien. Zs. f. Phys. **22** p. 170—177 (1924).

[277] H. B. Dorgelo, De intensiteitsverhouding der componenten van hogere nummers der aardalkalitripletseriën en van eenige vonkdoubletten van calcium. Physica **4** p. 281—286 (1924).

[278] Roscoe Ernest Harris, Pole-effects and pressure shifts in the lines of the spectra of zinc and calcium. Astroph. J. **59** p. 261—273 (1924).

[279] N. Kimura and G. Nakamura, Cathode spectra of metals and their salts. Japan. J. of Phys. **3** p. 29—41 (1924).

[280] N. Kimura and G. Nakamura, A classification of enhanced lines of various elements. Japan. J. of Phys. **3** p. 197—215 (1924).

[281] R. J. Lang, On the ultra-violet spark-spectra of some of the elements. Phil. Trans. A **224** p. 371—419 (1924).

[282] A. E. Lindh, Über die K-Absorptionsspektren der Elemente Kalium und Calcium. Ark. f. Mat. Astr. o. Fys. **18** p. 14 (1924).

[283] D. H. Menzel, A study of line intensities in stellar spectra. Harv. Coll. Obs. Circ. **258** p. 1—20 (1924).

[284] R. A. Millikan and J. S. Bowen, Extreme ultra-violet spectra. Phys. Rev. (2) **23** p. 1—34 (1924).

[285] E. L. Nichols and H. L. Howes, The photoluminescence of flames. II. Phys. Rev. (2) **23** p. 472—477 (1924).

[286] St. Procopiu, Sur les spectres de l'arc entre métaux dans différents milieux et dans le vide. Ann. de Phys. (10) **1** p. 89—133 (1924).

[287] T. Takamine, The Stark effect on fondamental (Bergmann) series. Nat. **114** p. 433 (1924).

[288] A. T. Williams, Influencia de la selfinducción y de la dilución en la persistencia de las líneas espectrales las líneas últimas y la teoría quántica de los espectros ópticos. Anales Soc. Cient. Argentina **97** p. 15—41 (1924).

[289] E. Back, Regelwidrige Zeemaneffekte von Multipletts, I. Stufe. Zs. f. Phys. **33**, p. 579—600 (1925).

[290] E. Bäcklin, Das $K\alpha_{1,2}$-Dublett der leichteren Elemente und die Abhängigkeit der Röntgenspektren von der chemischen Bindung. Zs. f. Phys. **33** p. 547—556 (1925).

[291] H. B. Dorgelo, Intensitätsmessungen im ultravioletten Teil des Spektrums. Zs. f. Phys. **31** p. 827—835 (1925).

[292] R. Frerichs, Intensitätsmessungen an Multipletts. Zs. f. Phys. **31** p. 305—310 (1925).

[293] F. H. Getman, The absorption of ultraviolet light by inorganic halides. J. phys. chem. **29** p. 853—864 (1925).

[294] P. Kapitza und H. W. B. Skinner, The Zeeman effect in strong magnetic fields. Proc. Roy. Soc. A **109** p. 224—239 (1925).

[295] A. S. King, Spectroscopic phenomema of the high current arc. Astroph. J. **62**, p. 238—264 (1925).

[296] O. Laporte and W. F. Meggers, Some rules of spectral structure. J. Opt. Soc. Amer. **11** p, 459—463 (1925).

[297] O. Laporte und G. Wentzel, Über gestrichene und verschobene Spektrallinien. Zs. f. Phys. **31** p. 335 (1925).

[298] W. F. Meggers, The periodic structural regularities in spectra as related to the periodic law of the chemical elements. Proc. Nat. Acad. Amer. **11** p. 43—52 (1925).

[299] Jos. Mik. Mohr, Sur l'effet de pôle des séries du baryum et du néodyme dans la partie visible du spectre. C. R. **180** p. 1397—1400 (1925).

[300] R. S. Mulliken, A band of unusual structure probably due to a high unstable calcium hydride molecule. Phys. Rev. (2) **25** p. 509—522 (1925).

[301] H. Rausch v. Traubenberg, Über die Spektren von Calcium und Lithium bei extrem hohen Stromdichten, nach Versuchen von Hermann Lechem. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) **6** p. 45—47 (1925).

[302] H. N. Russell and F. A. Saunders, New regularities in the spectra of the alkaline earths. Astroph. J. **61** p. 38—69 (1925).

[302a] O. Sandvik and B. J. Spence, The infra-red spectrum of the calcium arc in vacuo. Astroph. J. **62** p. 265—270 (1925).

[303] F. A. Saunders and H. N. Russell, On the spectrum of ionized calcium (Ca II). Astroph. J. **62** p. 1—7 (1925).

[304] Y. Sugiura, Sur les spectres du lithium ionisé. J. de Phys et le Rad. (6) **6** p. 322—333 (1925).

[305] A. T. Williams, Die spezifischen Linien der Bogenspektren. Ann. Soc. Cient. Argentina **99** p. 13—84 (1925) (nach Ref. Hantke Phys. Ber. **7** 1926 p. 967).

[306] E. Adinolfi, Sullo spettro di assorbimento dei permanganati di K e Ca. Lincei Rend. (6) **3** p. 196—201 (1926).

[307] E. Eisenschitz und A. Reis, Über die Zuordnung von Bandenspektren zu chemischen Stoffen auf Grund von Flammenversuchen. Zs. f. Phys. **36** p. 414—425 (1926).

[308] R. Frerichs, Intensitätsmessungen an Multipletts. Ann. d. Phys. (4) **8** p. 807—845 (1926) und Zs. f. Phys. **31** p. 305—310 (1925).

[309] E. Hjalmar, Die Dispersion der Röntgenstrahlen bei Gips. Ann. d. Phys. (4) **79** p. 550—556 (1926).

[310] T. Hori, On the absorption spectra produced by the explosion of various elements. Sc. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. **4** p. 171—175 (1926) und **4** p. 59—78 (1926).

[311] M. Kimura, The number of easily detachable electrons in the atoms of various elements. Jap. J. of Phys. **4** p. 71—74 (1926/27).

[312] M. Kimura, On the reversibility of spectral lines. Jap. J. of Phys. **4** p. 75—80 (1926/27).

[313] J. Lang, New terms in the spectrum of Ca. Astroph. J. **64** p. 167—171 (1926).

[314] O. Laporte, Über die Grundterme der Spektra der ersten und zweiten großen Periode. Zs. f. Phys. **39** p. 123—129 (1926).

[315] G. A. Lindsay und G. D. van Dyke, The fine structure of the K x-ray absorption edge of calcium. Phys. Rev. (2) **27** p. 508—509 (1926).

[316] G. A. Lindsay und G. D. van Dyke, The K x-ray absorption of calcium in calcite, gypsum, and fluoride. Phys. Rev. (2) **28** p. 613—619 (1926).

[317] R. Mecke, Dublettaufspaltung bei einigen Bandenspektren. Verh. d. Phys. Ges. (3) **7** p. 18 (1926).

[318] Ch. E. Moore and H. N. Russell, On the winged lines in the solar spectrum. Astroph. J. **63** p. 1—12 (1926).

[319] A. Petrikaln, Über die Explosionsspektra des Quecksilberfulminats und einiger Azide. Zs. f. Phys. **37** p. 610—618 (1926).

[320] R. K. Sur, On selective radiation pressure and the accelerated motion of Ca^+ vapour in eruptive prominences. Astroph. J. **63** p. 111—122 (1926).

[321] S. Aoyama, K. Kimura und Y. Nishina, Die Abhängigkeit der Röntgenabsorptionsspektren von der chemischen Bindung. Zs. f. Phys. **44** p. 810—833 (1927).

[322] M. J. Druyvesteyn, Das Röntgenspektrum zweiter Art. Zs. f. Phys. **43** p. 707—725 (1927).

[323] M. Fukuda, Reversed spectra of metals produced by explosion under increased pressure. Sc. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. **6** p. 1—47 (1927).

[324] R. C. Gibbs and H. E. White, Multiplets in two electron systems of the first long period. Phys. Rev. (2) **29** p. 426—432 (1927).

[325] S. Goudsmit, The structure of the calcium fluoride band λ 6087. Proc. Amsterd. **30** p. 355—361 (1927).

[326] E. Hulthén, Feinstruktur und Elektronenterme einiger Bandenspektren. Zs. f. Phys. **45** p. 331—336 (1927).

[327] E. Hulthén, On the band spectrum of calcium hydride. Phys. Rev. (2) **29** p. 97—111 (1927).

[328] Hans Kerschbaum, Messung der Leuchtdauer der Atome. Ann. d. Phys. (4) **83** p. 287—295 (1927).

[329] P. K. Kichlu and M. Saha, On the explanation of spectra of metals of group II. Phil. Mag. (7) **4** p. 193—207 (1027).

[330] R. Mecke, Bandenspektra und periodisches System der Elemente. Zs. f. Phys. **42** p. 390—425 (1927).

[331] M. Miyanishi, Spectra of various metals emitted from arcs in chlorine atmospheres Japan. J. of Phys. **4** p. 119—131 (1927).

[332] H. Nagaoka, D. Nukiyama und T. Futagami, Instantaneous spectrogramms of the alkaline earths by disruptive disharge. Proc. Imp. Acad. Tokyo **3** p. 208—211 (1927).

[333] L. S. Ornstein und H. C. Burger, Die Einheit von Singulett- und Triplettsystemen und ihre Interkombinationen. Zs. f. Phys. **40** p. 403—413 (1927).

[334] G. Ortner, Die Kβ-Linien der Elemente der Eisenreihe II. Wien. Anz. **12** p. 83—84 (1927).

[335] H. N. Russell, Related lines in the spectra of elements of the iron group. Astroph. J. **66** p. 184—216 (1927).

[336] H. N. Russell, Series and ionisation potentials of the elements of the iron group. Astroph. J. **66** p. 233—255 (1927).

[337] M. Saha, On the detailed explanation of spectra of the metals of the second group. Phil. Mag. (7) **3** p. 1265—1273 (1927).

[338] F. Schmidt, Bandenarten und Absorptionskantenserien der Erdalkaliphosphore. Ann. d. Phys. (4) **83** p. 213—246 (1927).

[339] N. Seljakow, A. Krasnikow, T. Stellezky, Die Struktur der Linien Kα der Elemente Cu bis Ca. Zs. f. Phys. **45** p. 548—556 (1927).

[340] O. Struve, Interstellar Calcium. Astroph. J. **65** p. 163—199 (1927).

[341] M. Travniček, Über das Spektrum der Ca Sr S-Samarium-Mischphosphore. Ann. d. Phys. (4) **84** p. 823—839 (1927).

[342] E. Viterbi, Über die ultravioletten Absorptionsspektren wässeriger Lösungen von Calciumchlorid, Strontiumchlorid und Bariumchlorid. Gazz. chim. ital. **57** p. 615—620 (1927).

[343] O. H. Walters and S. Barratt, The line absorption spectra of the alkaline earth elements. Phil. Mag. (7) **3** p. 991—993 (1927).

[344] H. E. White and R. C. Gibbs, Two electron multiplets of the first and second long periods. Phys. Rev. (2) **29** p. 359 (1927).

[345] F. Bandow, Über die Ausbildung der Phosphoreszenzspektren in Calciumsulfid. Ann. d. Phys. (4) **87** p. 469—508 (1928).

[347] C. H. Boissevain and W. F. Drea, Luminescence excited by x-rays in colloidal alkaline earth salts. Phys. Rev. (2) **31** p. 851—858 (1928).

[348] J. S. Bowen, The origin of the nebular lines and the structure of the planetary nebulae. Astroph. J. **67** p. 1—15 (1928).

[349] J. S. Bowen, Series spectra of potassium and calcium. Phys. Rev. (2) **31** p. 497—502 (1928).

[350] P. S. Delaup, Zeeman effect in the calcium hydride A band Phys. Rev. (2) **31** p. 1130 (1928).

[351] J. Frank und H. Sponer, Beiträge zur Bestimmung der Dissoziationsarbeit von Molekülen aus Bandenspektren. Götting. Nachr. 1928 p. 241—253.

[352] R. C. Johnson, The band spectra of the alkaline earth halides. Proc. Roy. Soc. A **122** p. 161—186 (1928) und p. 189—201 (1929).

[353] S. Kalandyk, L. Kozłowski und T. Tucholski, Die Metallspektren in Explosionsgasgemischen. Sprawozdania i Prace Polskiego Towarzystwa Fizycznego **3** p. 241—255 (1928).

[354] C. C. Kiess, Interferometer measures of wave-lenghts in the vacuum arc spectra of titanium and other elements. J. Bur. Stand. **1** p. 75—90 (1928).

[355] G. Landsberg und L. Mandelstam, Eine neue Erscheinung bei der Lichtzerstreuung in Kristallen. Naturw. **16** p. 557—558 und p. 772 (1928).

[356] G. Landsberg et L. Mandelstam, Sur les faits nouveaux relatifs à la diffusion de la lumière dans les cristaux. C. R. **187** p. 109—111 (1928).

[357] G. Landsberg und L. Mandelstam, Über die Lichtzerstreuung in Kristallen. Zs. f. Phys. **50** p. 769—780 (1928).

[358] G. L. Locher, The time intervals between the appearance of spectral lines in the spectra of alkali and alkaline earth metals. J. Opt. Soc. Amer. **17** p. 91—101 (1928).

[359] K. Majumdar and G. K. Toshniwal, The application of the irregular doublet law to complex spectra. Nat. **121** p. 828—829 (1928).

[360] E. A. Milne, Pressure of calcium in the sun's atmosphere. Nat. **121** p. 1017—1018 (1928).

[361] E. A. Milne, Pressures in the calcium chromophere and reversing layer. Monthl. Not. **88** p. 188—202 (1928).

[362] M. Miyanishi, The nature of streamers in electric sparks. Jap. J. of Phys. **5** p. 67—82 (1928).

[363] R. S. Mulliken, Electronic states and band spectrum structure in diatomic molecules VII. Phys. Rev. (2) **32** p. 388—416 (1928).

[364] K. Narkiewicz-Jodko, Anregung der Strahlung einiger Metalle durch Quecksilberdampf im Zustand des Nachleuchtens. Spawozdania i Prace Polskiego Fowarzystwa Fizycznego **3** p. 257—266 (1928).

[365] W. Prokofjew, Untersuchung über die anomale Dispersion im Ca-, Sr- und Ba-Dampf. Zs. f. Phys. **50** p. 701—715 (1928).

[366] E. Rumpf, Bemerkungen über eine durch Röntgenstrahlen erregte, ultraviolette Lumineszenz des Calciumoxyds und des Calciumsulfids. Ann. d. Phys. (4) **87** p. 590—594 (1928).

[367] O. Schellenberg, Die ultravioletten Banden der Erdalkalisulfidphosphore. Ann. d. Phys. (4) **87** p. 677—715 (1928).

[368] O. Struve, Further work on interstellar calcium. Astroph. J. **67** p. 353—390 (1928).

[369] F. E. Swindells, The phosphorescence of calcium tungstate induced by x-rays. J. Opt. Soc. of Amer. **16** p. 165—173 (1928).

[370] A. M. Taylor, Polarization of infra-red radiation by calcite. Phil. Mag. (7) p. 88—97 (1928).

[371] M. Travnicek, Nachtrag zur Arbeit: Über das Spektrum der Ca Sr S-Samarium-Mischphosphore. Ann. d. Phys. (4) **85** p. 645—646 (1928).

[372] O. H. Walters and S. Barratt, The alkaline earth halide spectra and their origin. Proc. Roy. Soc. A **118** p. 120—137 (1928).

[373] T. Wetterblad, Über die $K\beta_2$-Linie der Elemente K bis Mn. Zs. f. Phys. **49** p. 670—673 (1928).

[374] R. Bär, Raman effect from powdered crystals. Nat. **124** p. 692 (1929).

[375] J. Cabannes, Les radiations secondaires dans la lumière diffusée par le spath calcaire. C. R. **188** p. 1041—1043 (1929).

[376] P. Daure, Contribution expérimentale à l'étude de l'effet Raman. Ann. de phys. (10) **12** p. 375—411 (1929).

[377] P. Daure, Sur les radiations secondaires observées dans la diffusion moléculaire de la lumière (effet Raman). C. R. **188** p. 61—62 (1929).

[378] R. G. Dickinson und R. T. Dillon, Raman spectra of solutions of some ionized substances. Proc. nat. Acad. Amer. **15** p. 334—337 (1929).

[379] I. Evershed, The normal wave-lengths of the calcium lines H und K and the relativity shift of these lines in the prominences and chromosphere. Monthl. Not. **90** p. 187—190 (1929).

[380] A. Hollaender and J. W. Williams, The molecular scattering of light from solids, crystalline sulfates and their water solutions. Phys. Rev. (2) **34** p. 994—996 (1929).

[381] C. E. Howe, Wave-length measurements of L-lines (Zn to Ca). Phys. Rev. (2) **33** p. 1088 (1929). (Abstr., siehe auch [410].)

[382] G. Kellström, Undersökning av L-serien hos elementen 29 Cu—20 Ca medelst plangitterspektrograf. Fysisk Tidesskr. **27** p. 145—148 (1929).

[383] G. Kellström, Wellenlängenbestimmungen in der L-Reihe der Elemente 29 Cu bis 20 Ca mit Plangitterspektrograph. Zs. f. Phys. **58** p. 511—518 (1929).

[384] M. Kimura and Y. Uchida, The Raman spectra of calcite, aragonite, and water solutions of potassium carbonate. Scient. Pap. Tokyo **11** p. 199—204 (1929).

[385] K. S. Krishnan, The Raman spectra of crystals. Ind. J. of Phys. **4** p. 131—136 (1929).

[386] R. S. Mulliken, Assignement of quantum numbers for electrons in molecules. III. Diatomic hydrides. Phys. Rev. (2) **33** p. 730—747 (1929).

[387] H. Nisi, Raman effect in some crystals. Proc. Imp. Acad. Tokyo **5** p. 407—410 (1929).

[388] H. Nisi, Raman effect in crystals. Proc. Imp. Acad. Tokyo **5** p. 127—129 (1929).

[389] J. Öhman, The possibility of observing an emission spectrum of the calcium substratum in the Galaxy. Nat. **124** p. 179—180 (1929).

[390] C. H. Payne, E. T. R. Williams, Photometry of hydrogen and calcium lines in stellar spectra. Monthl. Not. **89** p. 526—538 (1929).

[391] E. K. Plyler, The near infra-red absorption spectra of calcite and strontianite. Phys. Rev. (2) **33** p. 948—951 (1929).

[392] Cl. Schaefer, F. Matossi und H. Aderhold, Zum Ramaneffekt an Kristallen. Phys. Zs. **30** p. 581—585 (1929).

[393] A. Schleede und Tien-Huan Tsao, Über die Ursache des Nachleuchtens von Calciumwolframat. Chem. Ber. **62** p. 763—768 (1929).

[394] E. W. H. Selwyn, Arc spectra in the region λ 1600—2100. Proc. Phys. Soc. London **41** p. 392—403 (1929).

[395] H. E. White, Spectral relations between certain iso-electronic systems and sequences. Part. I. Ca, Sc, Ti, Cr, V. Phys. Rev. (2) **33** p. 538—546 (1929).

[396] R. W. Wood, The Raman spectra of scattered radiation. Phil. Mag. (7) **6** p. 729—743 (1929).

[397] A. Zwaan, Übergangswahrscheinlichkeiten im Ca II-Spektrum. Naturw. **17** p. 121—122 (1929).

[398] F. Bandow, Neue Untersuchungen über die Auslöschung von Calciumphosphoren unter besonderer Berücksichtigung der Mischphosphore. Ann. d. Phys. **6** p. 434—457 (1930).

[398a] Fr. Becker, Helle Calciumlinien in Sternspektren. Zs. f. Astroph. **1** p. 208 (1930).

[399] W. Bleeker, Über das Intensitätsverhältnis der Resonanz- und Interkombinationslinie von Ca. Zs. f. Phys. **63** p. 760—762 (1930).

[400] K. Burns, Spectroscopie notes. Publ. Allegheny Obs. 8 Nr. 1 (1930).

[401] H. Deslandres, Raies ultimes des corps alcalins et alcalino-terreux. C. R. **191** p. 169—173 (1930).

[402] E. Ekefors, Spektren im extremen Ultraviolett. Phys. Zs. **31** p. 737—738 (1930).

[403] J. W. Ellis, The near infra-red absorption spectrum of calcite. Proc. Nat. Acad. Amer. **16** p. 315—320 (1930).

[404] N. Embirikos, Über den Ramaneffekt bei kristallisierten und gelösten Sulfaten und Karbonaten Zs. f. Phys. **65** p. 266—269 (1930).

[405) W. Gerlach, Über die Ramanbanden des Wassers. Phys. Zs. **31** p. 695—698 (1930).

[406] W. Gerlach, Ramanspektra von kristallisierten und gelösten Nitratsalzen. Ann. d. Phys. **5** p. 196—204 (1930).

[407] D. N. Goyle et N. Singh, Effet des impuretés sur la phosphorescence du sulfure de calcium. J. chim. phys. **27** p. 443—451 (1930).

[408] B. Grundström und E. Hulthén, Pressure effects in the band spectra of calcium hydride. Nat. **125** p. 634—635 (1930).

[409] A. Hervey and F. A. Jenkins, Interpretation of the spectra of CaF and SrF. Phys. Rev. (2) **36** p. 1413—1414 (1930).

[410] C. E. Howe, The L-series spectra of the elements from calcium to zinc. Phys. Rev. (2) **35** p. 717—725 (1930).

[411] Berta Karlik, Über die Szintillationsfähigkeit von Calciumwolframat. Wien. Anz. Nr. **15** p. 151—152 (1930) und Wien. Ber. **139** [2a] p. 319—326 (1930).

[412] Ben Kievit jr. and A. Lindsay, Fine structure in K x-ray absorption spectra. Phys. Rev. (2) **35** p. 292 (1930). (Abstr.)

[413] Ben Kievit jr. and A. Lindsay, Fine structure in the x-ray absorption spectra of the K series of the elements calcium to gallium. Phys. Rev. (2) **36** p. 648—664 (1930).

[414] J. v. Koczkás, Die ultraviolette Absorption der anorganischen Salzlösungen I. Die Absorption der Chloride. Zs. f. Phys. **59** p. 274—288 (1930).

[415] P. Kremer, On the ratio of the number of Ca^+ atoms in the solar atmosphere over faculae and over corresponding parts of the solar surface near the limb. Proc. Amsterd. **33** p. 379—388 (1930).

[416] P. Krishnamurti, The Raman effect in crystal powders of inorganic nitrates. Ind. J. of Phys. **5** p. 1—12 (1930).

[417] P. Krishnamurti, Raman effect in some crystalline inorganic sulfates. Influence of paramagnetism on Raman lines. Ind. J. of Phys. **5** p. 183—191 (1930).

[418] Johanna Querbach, Über die Spektra von Fe, La, Ca, Ba, Sr, Mg und ihrer Verbindungen im nahen Ultrarot. Zs. f. Phys. **60** p. 109—129 (1930).

[419] C. Ramaswamy, Raman spectra of inorganic sulfates and nitrates. Ind. J. of Phys. **5** p. 193—206 (1930).

[420] Cl. Schaefer, F. Matossi und H. Aderhold, Untersuchungen über den Ramaneffekt an Kristallen. Zs. f. Phys. **65** p. 289—318 (1930).

[421] N. F. Shirow, Phosphoreszierende Stoffe IV. Sulfide des Kalziums. Ukrain. chem. J. **5** p. 365—382 (1930).

[422] O. Struve, The coexistence of stellar and interstellar calcium lines in the eclipsing binary U Ophiuchi. Astroph. J. **72** p. 199—201 (1930).

[423] A. Unsöld, O. Struve, C. T. Elvey, Zur Deutung der interstellaren Calciumlinien. Zs. f. Astroph. **1** p. 314—325 (1930).

[424] W. W. Watson and W. Bender, The Zeeman effect in the red CaH-bands. Phys. Rev. (2) **35** p. 1440 (Abstr.) und p. 1513—1523 (1930).

[425] Wm. Bender, Asymmetric Zeeman patterns at intermediate strengths of field in Ca I. Phys. Rev. (2) **38** p. 588 (1931).

[426] S. Bhagavantam, Raman effect in calcite and aragonite. Zs. f. Krist. **77** p. 43—48 (1931).

[427] A. Dadieu, F. Jele und K. W. F. Kohltausch, Das Ramanspektrum organischer Substanzen (Nitrokörper, Nitrate, Nitrite). Wien. Ber. **140** p. 293—319 (1931).

[428] Erik Ekefors, Vakuumfunkenspektren von Kalium und Calcium im Gebiete 100—1100 Å. Zs. f. Phys. **71** p. 53—88 (1931).

[429] J. Evershed, The shift towards red of the calcium, aluminium, and iron lines in the solar spectrum. Monthl. Not. **91** p. 200—270 (1931).

[430] S. Frisch, Zur Hyperfeinstruktur in den Spektren von Ca II, Ba II und Tl I. Zs. f. Phys. **68** p. 758—763 (1931).

[431] B. Grundström, Die Bandenspektren des Calciumhydrids. I. Zs. f. Phys. **69** p. 235—248 (1931).

[431a] H. Hamada, Molecular spectra of mercury, zinc, cadmium, magnesium and thallium. Nat. **127** p. 555 (1931).

[432] A. Harvey, Interpretation of the spectra of CaF and SrF. Proc. Roy. Soc. A **133** p. 336—350 (1931).

[432a] A. Harvey, Emission and absorption spectra of CaF. Phys. Rev. (2) **37** p. 228 (1931).

[433] K. Hedfeld, Die Bandenspektren der Erdalkalihalogene. Zs. f. Phys. **68** p 610—631 (1931).

[434] Elisabeth von Mathes, Zeemaneffelt an Silizium und den Bandenspektren der Erdalkalifluoride. Zs. f. Phys. **68** p. 493—504 (1931).

[435] R. S. Mulliken and A. Christy, Λ-type doubling and electron configuration in diatomic molecules. Phys. Rev. (2) **38** p. 87—119 (1931).

[436] F. Rasetti, Raman spectra of crystals. Nat. **127** p. 626—627 (1931).

[437] F. K. Richtmyer, Are the wave lengths of x-ray satellites affected by chemical combination? Phys. Rev. (2) **37** p. 457 (1931).

[438] O. Schellenberg, Untersuchungen über die ultraviolette Emission des Calciumoxydphosphors. Ann. d. Phys. (5) **11** p. 94—102 (1931).

[439] A. G. Shenstone, The Auger effect in atomic spectra. Phys. Rev. (2) **37** p. 1701—1702 (1931).

[440] B. Trumpy, Über die inaktive NO_3-Ionenfrequenz. Kongl. Norsk. Vidensk. Selsk. Forh. **3** p. 159—162 (1931).

[441] B. Venkatesachar and L. Sibaiya, A study of the Raman effect in certain substances with a new apparatus. Ind. J. of Phys. **5** p. 747—754 (1931).

[442] A. T. Williams, El numero de átomos excitados y los espectros de absorción de varios vapores metálicos. Estud. de las ciencias fisicas y matemáticas **5** p. 501—510 (1931).

[443] A. G. Shenstone and H. N. Russell, Perturbed series in line spectra. Phys. Rev. (2) **39** p. 415—435 (1932).

[444] W. W. Watson, Zeeman effect and Λ-type and spin doubling in the CaH bands. Phys. Rev. (2) **39** p. 278—289 (1932).

1. Linienspektren.

Die Kenntnis der Linienspektra des Ca hat sehr erhebliche Fortschritte gemacht. Von neuen Messungen ist an erster Stelle die des Funkenspektrums im Vakuum von Anderson [274] zu nennen. Er mißt etwa 1000 Linien zwischen λ 6499 und λ 2094 mit einem 1 m-Gitter und schätzt die Genauigkeit auf 0.02 A; sie ist indessen geringer.

Die Linien scheinen ausschließlich hohen Ionisationsstufen anzugehören, von Ca II sind nur wenige vorhanden. — Im Ultrarot haben Sandvik und Spence [302a] eine Anzahl Linien zwischen λ 20000 und λ 10000 bestimmt. — Im sichtbaren Spektrum haben Kiess [354], Burns [402], Querbach [417] einzelne Linien z. T. mit Interferometer gemessen.

Bei kurzen Wellen, im Schumanngebiet, haben zuerst McLennan, Young und Ireton [244] einige Linien in Bogen und Funken erhalten. Dann folgt die grundlegende Arbeit von Millikan und Bowen [284], welche Linien bis zu λ 269 messen. Lang [281] bringt eine Liste zwischen λ 2063 und λ 327, die leider wenig genau ist. Später hat Lang [313] für einzelne Teile genauere Messungen ausgeführt, ebenso Bowen [349]. Das beste Material aber liefert Ekefors. Er bringt erst [402] eine Photographie des Spektrums, dann [438] die Messung von etwa 700 Linien zwischen λ 1035 und λ 135. Sie sind mit einem Gitter-Vakuumspektrograph bei streifender Inzidenz erhalten. Er gibt die λ mit 3 Dezimalen an. Sein Apparat hatte ein Auflösungsvermögen von 80000 bei λ 310 A und von 40000 bei λ 151 A. Die Linien sind mit Hilfe von Tabellen berechnet, wobei ein Fehler von $\pm$ 0.002 A gegen die Tabelle angegeben ist. Die 3. Dezimale kann jedoch nur von relativem Wert sein. Für seine Messungen gibt Ekefors einen Fehler von $\pm$ 0.1 A an, der jedoch durch eine Korrektionskurve mit Standardlinien auf 0.02 verkleinert wurde. — Durch Einwirkung von Selbstinduktion auf den Funken hat Ekefors eine „vorläufige Einteilung nach der Ionisierung" gegeben, wobei er bis zu Ca VII gelangt.

Ca I. Zweivalenzelektronensystem mit Singuletts und Tripletts. Ionisierungsspannung 6.09 V ($^1S_0$), Anregungsspannung: 1.88 V ($^1S_0\ ^3P_1$) nach [336].

Auf p. 170 von Bd VII dieses Handbuchs ist beschrieben, wie der Bau dieses Spektrums allmählich aufgeklärt worden ist, namentlich durch Saunders. Die vielen Triplett- und Singulettserien sind in den bekannten Büchern von Paschen-Götze und von Fowler zusammengestellt, ebenso einige Multipletts. Inzwischen sind aber noch zahlreiche Linien dem System hinzugefügt worden, namentlich durch Russell und Saunders [302]. Man sehe auch Back [289]. So erreicht die Zahl der klassifizierten Linien etwa 325. Leider ist das Zahlenmaterial aus folgenden Gründen nicht sehr wertvoll: die beste Messung scheint die von Crew und McCauley [179], aber sie bezieht sich auf den Vakuumbogen, während die übrigen Messungen auf dem Luftbogen beruhen. Holtz [170] ist für kürzere Wellenlängen sehr zuverlässig, nicht für längere, wo er schlechte Normalen benutzt hat. Ein Teil der Messungen ist noch auf Rowlandsche Normalen bezogen. Kurz das Zahlenmaterial ist weder einheitlich noch genau.

In der folgenden Tabelle 1 sind die Resultate für Ca I zusammengestellt. Ich bin dabei ausgegangen von den Tabellen von Paschen-Götze, die im wesentlichen auf den Messungen von Crew und der Einordnung durch Saunders beruhen. Alle diese Linien sind durch ein vorgesetztes P bezeichnet. Dazu sind dann die wenigen Linien gefügt, die Fowler (F) außerdem führt, das Multiplett von Back (B) und endlich die zahlreichen Linien von Russell und Saunders [302] und einige von Russell [335, 336]. Wo neue Messungen zu den Linien vorliegen, sind sie angegeben.

Tabelle 1. Ca I.

			Paschen u. Götze	Sandvik u. Spence [302a]	
P	2^1S-3^1P	29300	—	—	
R	$3^1P-{}^1S$	25259	8	—	
R	$3^1P-{}^1S$	25061	2	—	
P	$4^3D_3-4^3F$	22855	9	—	
F	$4^3D_2-4^3F$	624	6	—	
F	$4^3D_1-4^3F$	610	0	—	
—	—	20673	—	3.0	11
—	—	617	—	7.0	8
—	—	547	—	7.0	10
—	—	159	—	9.7	8
—	—	19970	—	0.9	9
P	$2^3S-3^3P_0$	946	2	6.9	9
P	$2^3S-3^3P_1$	935	2	6.1	12
P	$2^3P_2-3^3D_1$	917	3	5.0	50
P	$2^3P_2-3^3D_2$	864	3	4.4	30
P	$2^3S-3^3P_2$	856	3	7.3	40
P	$2^3P_2-3^3D_3$	777	1	5.2	80
R	${}^3P-{}^3D$	771	1	—	
P	$2^3P_1-3^3D_1$	506	8	7.5	8
—	—	502	—	2.5	30
P	$2^3P_1-3^3D_2$	452	6	2.5	75
P	$2^3P_2-3^3D_1$	310	3	1.0	35
—	—	116	—	6.4	8

			Paschen u. Götze	Sandvik u. Spence [302a]	
—	—	19100	—	0.7	23
—	—	056	—	6.8	10
—	—	007	—	7.4	16
—	—	18981	—	1.1	10
—	—	915	—	5.1	13
—	—	897	—	7.4	8
—	—	841	—	1.7	35
—	—	785	—	5.9	45
—	—	16756	—	6.7	22
F	$3^3P_2-5^3D_2$	200	0	—	
F	$3^3P_1-5^3D_2$	162	2	—	
F	$3^3P_0-5^3D_2$	144	8	—	
—	—	14302	—	2.1	?
P	$2^3S-3^3P'_0$ 2)	12825	6	—	
P	$2^3S-3^3P'_1$ 2)	819	1	—	
P	2^1S-4^1P	11960	—	—	
R	$x^3D_3-a^3D_3'$ 0)	840	—	—	
—	—	406	—	6.9	150
R	4^1F-q_8	10689	—	—	
R	3^1D-W	543	—	—	
R	4^3F-q_8	499	5	—	
P	2^1P-2^1S	345	0	4.1	200

			Paschen u. Goetze	Russell u. Saunders [302]	Burns [400]		Back [289]		Kiess [354]	Anderson [274]	
R	4^1F-q_7	9400	—	0.19	—		—		—	—	
R	$a^3F_4-x^3D_3$ 0)	50	8	0.8	—		—		—	—	
R	3^3D_2-W	9122	—	2.0	—		—		—	—	
R	3^3D_3-W	03	—	3.0	—		—		—	—	
R	$4^3F-3^3P'_1$ 1)	8249	8	9.8	—		—		—	—	
P	—	7798	76	—	—		—		—	—	
P	2^1P-3^1P	7645	25	—	—		—		—	—	
R	$3^3D_1-q_5$	10	—	0.38	—		—		—	—	
R	$3^3D_2-q_5$	02	—	2.50	—		—		—	—	
R	4^1F-q_6	7565	—	5.80	—		—		—	—	
R	4^3F-q_6	7468	—	8.41	—		—		—	—	
P	2^1P-4^1D	7326	10	—	6.148	2	—		—	—	
R	$3^1D-4^3F''_2$	7202	8	2.16	2.191	3	—		—	—	
R	$3^1D-4^3x_{(2)}$	7148	1	8.12	8.145	10	—		—	—	
P	3^1D-3^1P	6717	69	—	—		—		—	—	
R	$2^1P-m^3P'_2$	09	—	—	—		—		—	—	
P	$1^1S-2^3P_1$	6572	78	—	—		—		—	—	
RB	$3^3D_3-4^3F''_2$	08	—	8.84	—		8.88	1	—	—	
RB	$3^3D_2-4^3F''_2$	6499	—	9.65	9.646	30	9.67	1	9.651	9.70	1
RB	$3^3D_1-4^3F''_2$	93	—	3.79	3.780	80	3.79	6	3.780	3.88	2

			Paschen u. Goetze	Russell u. Saunders [302]	Burns [400]	Back [289]	Kiess [354]	Anderson [274]
RB	$3^3D_3—4^3F''_3$	6471	—	1.66	1.658 40	1.67 6	1.661	1.68 1
RB	$3^3D_3—4^3x_{(2)}$	64	—	4.70	—	4.71 1	—	—
RB	$3^3D_2—4^3F''_3$	62	—	2.58	2.565 125	2.57 7	2.565	2.58 3
RB	$3^3D_3—4^3x_{(3)}$	56	—	—	—	6.90 1	—	—
RB	$3^3D_2—4^3x_{(2)}$	55	—	5.61	—	5.57 3	—	—
B	$3^3D_3—4^3x_{(4)}$	53	—	—	—	3.86 7	—	—
RB	$3^3D_1—4^3x_{(2)}$	49	5	9.81	9.810 50	9.81 6	9.809	—
B	$3^3D_2—4^3x_{(3)}$	47	—	—	—	7.63 6	—	—
R	$3^3D_3—4^3F''_4$	39	1	9.09	9.070 150	—	9.073	9.07 4
P	—	6192	37	—	—	—	—	—
P	—	85	71	—	—	—	—	—
P	—	71	28	—	—	—	—	—
P	$3^3D_3—3^3P_2$	69	61	—	—	—	9.554	—
P	$3^3D_2—3^3P_1$	69	16	—	—	—	9.048	—
P	$3^3D_1—3^3P_0$	66	54	—	—	—	—	—
P	$3^3D_1—3^3P_1$	63	81	—	—	—	—	—
P	$2^3S—2^3P_2$	62	18	—	2.168	—	2.173	2.22 1
P	$3^3D_2—3^3P_2$	61	39	—	—	—	—	—
P	$3^3D_1—3^3P_2$	56	10	—	—	—	—	—
P	$2^3S—2^3P_1$	22	22	—	—	—	2.217	2.23 1
P	$2^3S—2^3P_0$	02	72	—	—	—	2.720	2.85 0
R	$2^1P—^1S$ [1]	5867	—	7.58	—	—	—	—
R	$2^1P—^1D_2$ [1]	57	—	7.48	—	—	7.451	7.40 1
P	$3^3D_2—m^3D'_1$	5604	37	—	—	—	—	—
P	$3^3D_3—m^3D'_2$	02	82	2.83	—	—	—	2.95 1
R	$3^3D_3—m^3D'_2$	01	—	1.28	—	—	—	—
P	$3^3D_1—m^3D'_1$	5599	99	—	—	—	—	—
R	$3^3D_1—m^3D'_1$	98	—	8.48	—	—	—	—
P	$3^3D_2—mD'_2$	95	95	—	—	—	—	—
R	$3^3D_2—m^3D'_2$	94	—	4.46	—	—	—	—
P	$3^3D_1—m^3D_2'$	91	60	—	—	—	—	—
P	$3^3D_3—m^3D_3$	90	04	0.11	—	—	—	—
R	$3^3D_3—m^3D'_3$	88	0	8.74	—	—	—	—
P	$3^3D_2—m^3D'_3$	83	46	—	—	—	—	—
R	$3^3D_2—m^3D'_3$	81	—	1.97	—	—	—	—
P	$2^1P—3^1S$	12	98	—	—	—	—	—
R	$3^1D—^1F_3$ [1]	5349	4	9.47	—	—	—	9.39 1
P	$3^3D_3—3^3P'_2$ [2]	5271	71	—	—	—	—	—
R	$3^3D_3—2^3P''_2$	70	00	0.27	—	—	—	—
P	$3^3D_2—3^3P'_1$ [2]	67	00	—	—	—	—	—
R	$3^3D_2—2^3P''_2$	65	68	5.56	—	—	—	5.57 1
R	$3^3D_2—2^3P''_2$	64	—	4.24	—	—	—	—
P	$3^3D_1—3^3P'_0$ [2]	63	69	—	—	—	—	—
P	$3^3D_1—3^3P'1$ [2]	63	15	—	—	—	—	—
R	$3^3D_1—2^3P''_0$	62	02	2.24	—	—	—	2.18 1
R	$3^3D_0—2^3P''_2$	61	85	1.70	—	—	—	—
P	$3^3D_1—2^3P''_2$	60	—	0.38	—	—	—	—
P	$2^1P—5^1D$	5188	85	—	—	—	—	8.72 0
P	$3^1D—4^1P$	5041	61	—	—	—	—	—

			Paschen u. Goetze	Russell u. Saunders [302, 303]	Anderson [274]
P	3^1D—3^1S	5014	9	—	4.23 1
R	3^3D_3—${}^1F_3$ 1)	4957	—	7.30	—
R	3^3D_2—${}^1F_3$ 1)	52	—	2.04	—
P	2^1P—5^1P	29	25	—	—
P	3^1D—4^1F	4878	13	—	8.75 1
P	2^1P—4^1S	47	29	—	—
P	2^1P—6^1D	4685	26	—	—
P	3^3D_3—4^3F }	4585	92	—	6.03 1
P	— }	85	87	—	—
P	3^3D_2—4^3F	81	41	—	1.65 2
P	3^3D_1—4^3F	78	57	—	—
P	1^1S—3^1D	75	43	—	—
P	3^1D—5^1P	26	94	—	6.60 3
P	3^3D_3—4^3P_2	12	28	—	2.88 4
P	3^3D_2—4^3P_1	09	45	—	—
P	3^3D_2—4^3P_2	09	11	—	—
P	3^3D_1—4^3P_0	07	42	—	—
P	3^3D_0—4^3P_1	06	62	—	—
P	3^3D_1—4^3P_2	05	00	—	5.20 3
P	2^1P—5^1S	4496	16	—	6.03 1
P	2^3P_2—4^3D_1	56	61	—	6.5? 1
P	2^3P_2—4^3D_2	55	88	—	5.83 3
P	2^3P_2—4^3D_3	54	77	—	4.75 5
P	2^3P_1—4^3D_1	35	67	—	5.71 2
P	2^3P_1—4^3D_2	34	95	—	4.93 4
P	2^3P_0—4^3D_1	25	43	—	5.43 4
P	—	21	63	—	—
P	—	18	78	—	—
P	2^1P—7^1D	12	30	—	—
P	3^1D—5^1F	4355	10	—	—
P	2^3P_2—$m^3P'_1$	19	99	—	9.54 3
R	2^3P_2—$m P'_1$ 3)	18	—	8.65	8.63 5
P	2^1P—6^1S	12	31	—	—
P	2^3P_1—$m^3P'_0$	09	10	—	—
R	2^3P_1—$m^3P'_0$	07	—	7.74	—
P	2^3P_2—$m^3P'_2$	03	71	—	—
R	2^3P_2—$m^3P'_2$	02	—	2.53	—
P	2^3P_1—$m^3P'_1$	00	17	—	—
R	2^3P_1—$m^3P'_1$	4298	—	8.99	—
P	2^3P_0—$m^3P'_1$	90	53	—	—
R	2^3P_0—$m^3P'_1$	89	—	9.38	—
P	2^3P_1—$m^3P'_2$	84	18	—	—
R	2^3P_1—$m^3P'_2$	83	—	3.01	—
P	3^1D—6^1P	40	46	—	—
P	1^1S—2^1P	26	73	—	6.75 10
P	2^1P—7^1S	03	22	—	—
P	2^1P—8^1S	4132	64	—	2.51 1
P	3^1D—6^1F	08	55	—	—
P	3^3D_3—5^3F	4098	55	—	—
P	3^3D_2—5^3F	4094	94	—	—
P	3^3D_1—5^3F	92	65	—	2.80 2
P	2^1P—9^1S	84	5	—	—
F	2^3D—5^3P_2	65	44	—	—
F	$2^3D'$—5^3P_2	62	49	—	—
P	3^1D—7^1P	58	91	—	—
P	2^3P_2—3^3S	3973	72	—	—
P	3^1D—7^1F	72	58	—	—
—	—	57	—	—	7.87 1
F	2^3P_1—2^3S	57	05	—	7.01 1
—	2^3P_0—3^3S	48	90	—	—
P	3^1D—8^1P	46	05	—	5.81 1d
R	2^3P_2—${}^1D_2$ 1)	35	—	5.36	—
R	2^3P_1—${}^1S$	23	—	3.50	—
R	2^3P_1—${}^1D_2$ 1)	18	—	8.90	—
P	3^1D—8^1F	3889	14	—	—
P	3^3D_3—6^3F	75	81	—	—
P	3^3D_2—6^3F	72	55	—	—
P	3^1D—9^1P	71	54	—	—
P	3^3D_1—6^3F	70	51	—	—
P	3^1D—9^1F	33	36	—	—
P	3^1D—10^1F	3795	62	—	—
P	3^1D—11^1F	67	42	—	—
P	2^3P_1—3^1S	61	72	—	—
P	3^3D_3—7^3F	53	37	—	—
P	3^3D_2—7^3F	50	35	—	0.15 2
P	3^3D_1—7^3F	48	37	—	—
P	3^3D_3—8^3F	3678	24	—	—
P	3^3D_2—8^3F	75	31	—	—
P	3^3D_1—8^3F	73	45	—	—
P	2^3P_2—5^3D_1	44	99	—	5.08 1
P	2^3P_2—5^3D_2	44	76	—	—
P	2^3P_2—5^3D_3	44	40	—	4.38 2
P	2^3P_1—5^3D_1	30	97	—	—
P	2^3P_1—5^3D_2	30	75?	—	0.68 1
P	3^3D_3—4^3F	28	60	—	8.69 0
P	3^3D_2—4^3F	25	69	—	—
P	2^3P_0—5^3D_1	24	11	—	—
P	3^3D_3—5^3F	3594	08	—	—
P	3^3D_2—5^3F	91	26	—	—
P	3^3D_1—5^3F	89	49	—	—
P	3^3D_3—6^3F	68	91	—	—
P	3^3D_2—6^3F	66	12	—	—
P	3^3D_1—6^3F	64	35	—	4.31 1
P	3^3D_3—7^3F	50	03	—	—
P	3^3D_2—7^3F	47	38	—	—
P	3^3D_1—7^3F	45	58	—	5.47 3
P	3^3D_3—8^3F	35	55	—	—
P	2^3P_2—4^3S	3487	61	—	—

			Paschen u. Goetze	Russell u. Saunders
P	$2^3P_1-4^3S$	3474	77	—
P	$2^3P_0-4^3S$	68	48	—
P	$2^3P_2-6^3D_1$	3362	28	—
P	$2^3P_2-6^3D_2$	62	13	—
P	$2^3P_2-6^3D_3$	61	92	—
P	$2^3P_1-6^3D_1$	50	36	—
P	$2^3P_1-6^3D_2$	50	20	—
P	$2^3P_0-6^3D_1$	44	51	—
P	$2^3P_2-5^3S$	3286	06	—
P	$2^3P_1-5^3S$	74	66	—
P	$2^3P_0-5^3S$	69	09	—
P	$2^3P_2-7^3D_2$	26	13	—
P	$2^3P_2-7^3D_3$	25	88	—
P	$2^3P_1-7^3D_1$	15	33	—
P	$2^3P_1-7^3D_2$	15	15	—
P	$2^3P_1-7^3D_1$	09	93	—
R	$3^3D_1-4^3D_1'$	3188	—	8.15
R	$3^3D_2-4^3D_1'$	87	—	7.61
R	$3^3D_2-4^3D_2'$	85	—	5.22
R	$3^3D_2-4^3D_3'$	84	—	4.27
R	$3^3D_2-4^3D_3'$	82	—	2.03
P	$2^3P_2-6^3S$	80	52	—
P	$2^3P_1-6^3S$	69	85	—
P	$2^3P_0-6^3S$	64	62	—
P	$2^3P_2-8^3D_2$	51	28	—
P	$2^3P_2-8^3D_3$	50	75	—
P	$2^3P_1-8^3D_1$	41	16	—
P	$2^3P_1-8^3D_2$	40	78	—
P	$2^3P_0-8^3D_1$	36	00	—
P	$2^3P_2-7^3S$	17	66	—
P	$2^3P_2-9^3D_2$	3109	51	—
P	$2^3P_2-9^3D_3$	08	58	—
P	$2^3P_1-7^3S$	07	93	—
P	$2^3P_0-7^3S$	02	36	—
P	$2^3P_1-9^3D_1$	00	22	—
P	$2^3P_1-9^3D_2$	3099	34	—
P	$2^3P_0-9^3D_1$	95	29	—
P	$2^3P_2-10^3D_2$	81	55	—
P	$2^3P_2-10^3D_3$	80	82	—
P	$2^3P_2-8^3S$	76	99	—
P	$2^3P_1-10^3D_1$	71	97	—
P	$2^3P_1-10^3D_2$	71	58	—
P	$2^3P_1-8^3S$	67	01	—
P	$2^3P_0-8^3S$	62	05	—
P	$2^3P_2-3^3D_2$	55	55	—
P	$2^3P_2-3^3D_3$	55	32	—
P	$2^3P_2-9^3S$	49	01	—
P	$2^3P_1-3^3D_2$	45	75	—
P	$2^3P_0-3^3D_1$	41	05	—
P	$2^3P_1-9^3S$	3039	21	—
P	$2^3P_0-9^3S$	34	52	—
P	$2^3P_2-10^3S$	28	97	—
P	$2^3P_1-4^3D_2$	24	93	—
P	$2^3P_0-4^3D_1$	20	15	—
P	$2^3P_1-10^3S$	19	37	—
P	$2^3P_2-5^3D_3$	18	55	—
P	$2^3P_2-11^3S$	14	01	—
P	$2^3P_2-n^3P_1'$	10	16	—
R	$2^3P_2-n^3P_1'$	09	—	9.21
P	$2^3P_2-n^3P_2'$	07	83	—
R	$2^3P_2-n^3P_2'$	06	—	6.86
P	$2^3P_2-6^3D_3$	06	22	—
P	$2^3P_1-n^3P_0'$	01	32	—
P	$2^3P_1-n^3P_1'$	00	60	0.86
R	$2^3P_1-n^3P_1'$	2999	—	9.65
P	$2^3P_1-n^3P_2'$	98	27	—
R	$2^3P_1-n^3P_2'$	97	—	7.31
P	$2^3P_1-6^3D_2$	96	67	—
P	$2^3P_0-n^3P_1'$	95	92	—
R	$2^3P_0-n^3P_1'$	94	—	4.95
P	$2^3P_2-8^3D_3$	88	98	—
P	$2^3P_2-9^3D_3$	82	89	—
R	$2^3P_2-q_1$	.2772	—	2.80
R	$2^3P_1-q_1$	64	—	4.66
R	$2^3P_0-q_1$	60	—	0.66
R	$2^3P_2-q_2$	57	—	7.40
R	$2^3P_1-q_2$	49	—	9.34
R	$2^3P_0-q_2$	45	—	5.49
P	$1^1S-3^3P_1$	34	84	—
P	1^1S-3^1P	21	65	—
P	1^1S-4^1D	2680	36	—
R	$^1S-^3D'$	17	—	7.66
R	$2^3P_2-4^3P_1'$	2565	—	5.15
R	$2^3P_2-4^3P_2'$	64	—	4.07
R	$2^3P_1-4^3P_0'$	58	—	8.60
R	$2^3P_1-4^3P_1'$	58	—	8.20
R	$2^3P_1-4^3P_2'$	57	—	7.16
R	$1^1S-2^3P_1''$	41	—	1.40
R	$2^3P_2-q_3$	2429	—	9.16
R	$2^3P_2-q_4$	23	—	3.96
R	$2^3P_1-q_3$	23	—	3.02
R	$2^3P_1-q_4$	17	—	7.69
R	$2^3P_0-q_4$	14	—	4.66
P	1^1S-4^1P	2398	58	—
P	1^1S-3^1S	92	22	—
R	$2^3P_2-5^3P_1'$	63	—	3.22
R	$2^3P_2-5^3P_2'$	62	—	2.10
R	$2^3P_1-5^3P_0'$	58	—	8.27

			Paschen u. Goetze	Russell u. Saunders
R	$2\,^3P_1$—$5\,^3P_1'$	2357	—	7.34
R	$2\,^3P_1$—$5\,^3P_2'$	56	—	6.21
R	$2\,^3P_0$—$5\,^3P_1$	54	—	4.46
P	$1\,^1S$—5^1D	29	33	—
P	$1\,^1S$—5^1P	2275	49	—
R	2^3P_2—$6^3P_1'$	69	—	9.40
R	2^3P_2—$6^3P_2'$	68	—	8.10
R	2^3P_1—$6^3P_1'$	63	—	3.8
R	2^3P_1—$6^3P_2'$	63	—	3.0
P	1^1S—4^1S	57	40	—

			Paschen u. Goetze	Russell u. Saunders
P	1^1S—6^1D	2221	91	—
P	1^1S—6^1P	00	78	—
P	1^1S—5^1S	2177	8	—
P	1^1S—7^1P	50	78	—
P	1^1S—8^1P	18	68	—
P	1^1S—9^1P	2097	49	—
P	1^1S—10^1P	82	73	—
P	1^1S—11^1P	73	04	—
P	1^1S—12^1P	64	77	—

0) Einordnung nach Russell [336].

1) Terme nach Kichlu und Saha [329].

2) Diesen Term haben Russell und Saunders [302] mit 1 p″, in moderner Schreibung $2^3P''$, bezeichnet, was wohl auch richtig ist.

3) Nach Russell und Saunders [302] ist m = 2.

Es sei gleich angeschlossen die Tabelle für die Termwerte von Ca I in Tab. 1a.

Tabelle 1a. Termwerte. Ca I. Paschen. * = Russell u. Saunders [302]; ** = Back [289].

2^3S	17765.12
3^3S	8830.33
4^3S	5323.82
5^3S	3565.74
6^3S	2556.20
7^3S	1922.41
8^3S	1498.70
9^3S	1200.52
10^3S	985.55
11^3S	819.77
2^3P_0	34146.9
2^3P_1	34094.6
2^3P_2	33988.7
3^3P_0	12752.5
3^3P_1	12750.2
3^3P_2	12730.3
4^3P_0	6789.6
4^3P_1	6785.6
4^3P_2	6777.8
5^3P_2	4342.7
m^3P_0' 1)	10886.89
m^3P_1'	10839.27
m^3P_2'	10752.54
$3^3P_0'$	9970.54
$3^3P_1'$	9968.58
$3^3P_2'$	9963.85

n^3P_0'	780.26
n^3P_1'	766.69
n^3P_2'	740.83
$4^3P_0'$	—4977.5*
$4^3P_1'$	—4983.6*
$3^3P_2'$	—4999.8*
$5^3P_0'$	—8306.4*
$5^3P_1'$	—8313.1*
$5^3P_2'$	—8333.6*
$6^3P_1'$	—10063 *
$6^3P_2'$	—10086 *
3^3D_1	28968.8
3^3D_2	28955.1
3^3D_3	28933.5
4^3D_1	11556
4^3D_2	11552
4^3D_3	11547
5^3D_1	6561
5^3D_2	6559
5^3D_3	6557
6^3D_1	4255
6^3D_2	4254
6^3D_3	4252
7^3D_1	3002
7^3D_2	3000

7^3D_3	2998
8^3D_1	2268
8^3D_2	2264
8^3D_3	2259
9^3D_1	1847
9^3D_2	1838
9^3D_3	1828
10^3D_1	1551
10^3D_2	1546
10^3D_3	1539
m^3D_1'	11111.8
m^3D_2'	11085.0
m^3D_3'	11045.0
$4^3D_1'$	—2406.5*
$4^3D_2'$	—2429.8*
$4^3D_3'$	—2462.2*
4^3F	7133
5^3F	4541
6^3F	3139
7^3F	2298
8^3F	1754
9^3F	1382
10^3F	1117
11^3F	921
12^3F	772
13^3F	660

$4^3F_2''$	13573.9*	3^1S	7518.4	3^1D	27455.3
$4^3F_3''$	13485.9*	4^1S	5028.0	4^1D	12006.3
$4^3F_4''$	13497.6*	5^1S	3417.3	5^1D	6385.5
		6^1S	2469.4	6^1D	4685.7
$4^3x_{(2)}$	13469.17**	7^1S	1867.7	7^1D	2994.7
$4^3x_{(3)}$	13450.25**	8^1S	1461.5		
$4^3x_{(4)}$	13442.9**	9^1S	1176.0	4^1F	6961.3
				5^1F	4500.0
q_1	—2065.8*	2^1P	25652.4	6^1F	3122.6
q_2	—2266.9*	3^1P	12573.1	7^1F	2289.7
q_3	—7164.2*	4^1P	7625.9	8^1F	1749.8
q_4	—7254.1*	5^1P	5371.4	9^1F	1379.8
q_5	15818.3*	6^1P	3879.6	10^1F	1116.3
q_6	—6252.8*	7^1P	2824.6	11^1F	919.3
q_7	—3673.6*	8^1P	2120.3	W	17973.8*
q_8	—2389*	9^1P	1638.2		
		10^1P	1305.9	X $(^1D_2)$	8584.9*
1^1S	49304.8	11^1P	1071.6	Y $(^1F_3)$	8767.0*
2^1S	15988.2	12^1P	888.5	Z (^1S)	8614.2*

[1]) Nach Russell u. Saunders ist für die Terme $m^3P':2^3P'$; für $3^3P':2^3P''$; für $n^3P':3^3P'$ nnd für $m^3D:3^3D$ zu setzen.

Russell und Saunders [302] besprechen die Eigenschaften der gestrichenen Terme eingehend und geben eine Erklärung für das Auftreten der negativen Terme. Unter der Annahme, daß die gestrichenen Terme Zuständen des Atoms entsprechen, bei denen beide Valenzelektronen aus ihren Grundbahnen in höhere Quantenbahnen gelangt sind, kommen sie durch Erhöhung der Termwerte um die Differenz des Grundterms und des zweitgrößten Terms von Ca II $2\,^2S—3\,^2D = 13711$ zu positiven Termwerten.

Ca II. Einvalenzelektronensystem mit Dubletts. Ionisierungsspannung 11.82 V $(^2S_3)$ nach [336].

Man nahm längst an, daß zu Ca II das bekannte Paar H und K gehöre; andere Paare sind hinzugefunden worden, so daß z. B. Fowler in seinem Buche deren 15 aufzählt, die zur Hauptserie, den beiden Nebenserien und der Fundamentalserie gehören. Das Spektrum ist jetzt erheblich vervollständigt durch Messungen von Saunders und deren Diskussion gemeinsam mit Russell [303], unter Benutzung der Aufnahmen von Crew und Lyman. Auch Lang [313] hat das Spektrum untersucht, neue Linien und Terme gefunden. Seine Messungen stimmen schlecht mit denen von Saunders und Russell, dürften aber wohl richtiger sein. Auch Anderson [274] hat einige wenige Linien von Ca II erhalten, ebenso Selwyn [394]. Alle hier erwähnten Angaben sind in der folgenden Tab. 2 enthalten.

Tabelle 2. Ca II

		Saunders u. Russell [303]	Lang [313]	Anderson [274]	Burns [400]	Querbach [417]
$2\,^2P_1-3\,^2D_2$	8662	11	—	—	2.137	2.12 8
$2\,^2P_2-3\,^2D_3$	8542	15	—	—	2.089	2.10 10
$2\,^2P_2-3\,^2D_2$	8498	00	—	—	8.019	8.02 8
$4\,^2F-6\,^2F'$	6456	91	—	—	—	—
$4\,^2F-7\,^2F'$	5339	29	—	—	—	—
$3\,^2P-5\,^2S$	07	30	—	—	—	—
$3\,^2P-5\,^2S$	5285	34	—	—	—	—
$3\,^2P-6\,^2D$	5021	14	—	—	—	—
$3\,^2P-6\,^2D$	19	98	—	—	—	—
$3\,^2P-6\,^2D$	01	49	—	—	—	—
$4\,^2F-8\,^2F'$	4800	16	—	—	—	—
$4\,^2D-5\,^2F$	4722	58	—	—	—	—
$4\,^2D-5\,^2F$	18	16	—	—	—	—
$V_2-1\,^1S$	4516	—	6.60 8	6.60 8	—	—
$4\,^2F-9\,^2F'$	4489	22	—	—	—	—
$3\,^2S-4\,^2P$	79	29	—	—	—	—
$3\,^2S-4\,^2P$	72	09	—	—	—	—
$3\,^2P-6\,^2S$	4220	13	—	—	—	—
$3\,^2P-6\,^2S$	06	21	—	—	—	—
$2\,^2S-V_2$	4116	—	6.04 3	—	—	—
$3\,^2P-7\,^2D$	10	33	—	—	—	—
$3\,^2P-7\,^2D$	09	83	—	—	—	—
$3\,^2P-7\,^2D$	4097	12	—	—	—	—
$2\,^2P_1-2\,^2S$	3968	465	—	8.46 12	—	—
$2\,^2P_2-2\,^2S$	33	664	—	3.65 13	—	— [1]
$2\,^2P_2-2\,^2S$	3736	003 9	—	—	—	—
$2\,^2P_1-2\,^2S$	06	022 8	—	6.00 10	—	—
$3\,^2P-8\,^2D$	3694	31 0	—	4.26 0	—	—
$3\,^2P-8\,^2D$	94	11 1	—	—	—	—
$3\,^2P-8\,^2D$	83	71 1	—	—	—	—
$3\,^2P-9\,^2D$	3461	90 1	—	—	—	—
$3\,^2P-9\,^2D$	52	67 1	—	—	—	—
$3\,^2P-10\,^2D$	3316	58 0	—	—	—	—
$3\,^2P-10\,^2D$	08	08 0	—	—	—	—
$2\,^2P_2-4\,^2D_2$	3181	283 6	—	1.27 6	—	—
$2\,^2P_2-4\,^2D_3$	79	340 10	—	9.34 10	—	—
$2\,^2P_1-4\,^2D_2$	58	877 9	—	8.87 9	—	—
$V_1-4\,^2D_3$	3079	—	9.10 2	9.10 1	—	—
$V_2-4\,^2D_3$	73	—	3.18 1	3.18 1	—	—
$V_2-4\,^2D_2$	71	—	1.39 1	1.39 1	—	—
$2\,^2P_2-3\,^2P_2$	2840	16	—	0.10 1	—	—
$2\,^2P_2-4\,^2S$	2208	606 3	—		—	—
$2\,^2P_1-4\,^2S$	2197	791 2	—		—	—
$3\,^2D-3\,^2P$	32	25 1	—		—	—
$3\,^2D-3\,^2P$	31	43 2	—	Selwyn	—	—
$2\,^2P-5\,^2D$	13	19 1	—	[394]	—	—
$2\,^2P_2-5\,^2D_3$	12	763 2	—	2.77 10	—	—

[1]) Bowen [348] hält es für möglich, daß diese Linie sich in Nebeln findet.

		Saunders u. Russell [303]	Lang [313]	Selwyn [394]	Lyman [163]	Millikan u. Bowen [284]	McLennan [244]
$2\,^2P_1—5\,^2D_2$	2103	239 2	—	3.24 8	—	—	—
$V_1—W$	1872	—	2.27 12	—	2.5 3	—	—
$V_2—W$	70	—	0.17 12	—	0.4 3	—	—
$2\,^2P_2—5\,^2S$	51	10 2	—	—	1.3 7	—	1.2 1
$2\,^2P_1—5\,^2S$	43	6 1	—	—	3.8 6	—	—
$3\,^2D_3—4\,^2F$	40	21	9,96 10	0.07 8	0.2 10	—	0.4 10
$3\,^2D_2—4\,^2F$	38	08	7.89 9	8.04 7	8.0 9	8.9 10	8.2 10
$2\,^2P_2—6\,^2D_3$	15	04 1	—	4.59 1	5.0 8	4.9 0	5.5 0
$2\,^2P_1—6\,^2D_2$	07	74 1	—	7.39 1	7.8 7	7.8 0	7.5 4
$V_2—x$	1724	—	4.91 1	—	—	—	—
$2\,^2P_2—6\,^2S$	1698	9 1	—	—	8.9 2	—	—
$2\,^2P_1—6\,^2S$	92	4 1	—	—	2.4 1	—	—
$2\,^2P_2—7\,^2D_3$	80	5 1	—	—	0.5 2	—	0.5 2
$2\,^2P_1—7\,^2D_2$	74	6 1	—	—	4.1 1	—	4.1 1
$V_2—2\,^3P_0'$	52	02 1	1.19 0	1.99 1	—	—	— [1]
$V_2—2\,^3P_1'$	49	96 2	9.94 3	9.87 1	—	—	—
$V_2—2\,^3P_2'$	47	—	7.49 2	—	—	7.5	—
$3\,^2D—4\,^2P$	44	25 0	—	—	—	—	—
$V_2—Z$	1593	—	3.81 1	—	—	—	— [2]
$V_2—X$	92	—	2.94 6	—	—	—	— [2]
$V_2—4\,^3F_{2,3,4}$	55	—	5.58 10	—	—	—	—
$3\,^2D_3—5\,^2F$	55	1	4.70 3	—	5.1 8	5.0 5	5.1 4
$3\,^2D_2—5\,^2F$	53	5	3.25 2	—	3.5 7	3.5 1	3.5 1
$3\,^2D_3—6\,^2F$	1434	3	3.72 1	—	4.3 6	4.2 0	—
$3\,^2D_2—6\,^2F$	33	3	2.52 0	—	3.1 5	—	—
$V_1—3\,^3P_2'$	15	—	5.77 0	—	—	—	—
$V_2—3\,^3P_1'$	14	—	4.90 2	—	—	—	—
$V_2—3\,^3P_0'$	14	—	4.40 2	—	—	—	—
$3\,^2D_3—7\,^2F$	1370	6	9.50 0	—	0.6 3	—	—
$3\,^2D_2—7\,^2F$	69	1	8.33 0	—	9.1 3	—	—
$V_2—4\,^3D_3'$	52	—	2.95 0	—	—	—	—
$2\,^2S—4\,^2P$	42	07	fehlt	—	—	—	—
$V_2—4\,^3P_2'$	10	—	0.72 0	—	—	—	—
$V_1—4\,^3P_0'$	09	—	9.28 0	—	—	—	—

[1]) Lang findet 1652.02 nicht.
[2]) In betreff dieser Linien ist Lang zweifelhaft.

Es schließt sich an Tab. 2a mit den Termwerten.

Tabelle 2 a. Termwerte Ca II. Russell u. Saunders [303]. Lang [313].

$2\,^2S$	95748.0	$2\,^2P$	70333.6 70556.4	$3\,^2D$	82037.0 82097.8
$3\,^2S$	43581.0				
$4\,^2S$	25070.3	$3\,^2P$	35135.0 35213.4	$4\,^2D$	38889.6 38908.7
$5\,^2S$	16298.3				
$6\,^2S$	11445.7	$4\,^2P$	21226.3 21262.2	$5\,^2D$	23017.3 23026.0

$6\,^2D$	15220.0 15224.8	$10\,^2D$	4992.1 4993.1	$5\,^2F'$	[17585]
				$6\,^2F'$	12211.0
$7\,^2D$	10809.8 10812.8			$7\,^2F'$	8970.1
		$4\,^2F$	27649.0	$8\,^2F'$	6867.2
$8\,^2D$	8072.4 8074.2	$5\,^2F$	17714.1	$9\,^2F'$	5424.6
		$6\,^2F$	12290		
$9\,^2D$	6257.2 6258.5	$7\,^2F$	9022	V_1	71380
				V_2	71440

Ca III. Achtelektronensystem mit Singuletts und Tripletts. Ionisierungsspannung 51.0 V ($^3S_0$) nach Bowen [349].

Von dem Spektrum von Ca III, welches früher ganz unbekannt war, da der größte Teil der Linien im Schumanngebiet liegt, sind jetzt durch Bowen [349] 137 Linien bekannt. Ekefors [438] hat noch zahlreiche Linien als Ca III bezeichnet, ohne sie einzuordnen. Siehe Tabelle. In der folgenden Tab. 3 sind die Wellenlängen über λ 2250 den Messungen von Anderson entnommen, die kürzeren hat Bowen selbst bestimmt. Ältere Messungen sind in Anmerkungen beigefügt. — Angeschlossen sind in Tab. 3a die Termwerte.

Tabelle 3. Ca III nach Bowen [349].

$4\,^3S_1$—$4\,^3P_1$	4081	74	5
$4\,^3S_0$—$4\,^3P_1$	3761	62	6
$4\,^3S_1$—$4\,^3P_1$	3537	75	7
$4\,^3S_2$—$4\,^3P_1$	3372	68	8
$4\,^3S_1$—$4\,^3P_2$	67	81	5
$4\,^3S_1$—$4\,^3P_1$	3233	02	4
$4\,^3S_1$—$4\,^3P_2$	3119	66	6
$4\,^3S_0$—$4\,^3P_1$	3028	66	6
$4\,^3S_1$—$4\,^3P_1$	2989	30	6
$4\,^3S_1$—$4\,^3P_2$	88	61	7
$4\,^3S_1$—$4\,^3P_2$	24	33	8
$4\,^3S_1$—$4\,^3P_0$	07	90	2
$4\,^3S_2$—$4\,^3P_3$	2899	78	9
$4\,^3S_1$—$4\,^3P_1$	81	80	7
$4\,^3S_2$—$4\,^3P_2$	69	95	7
$4\,^3S_1$—$4\,^3P_1$	66	57	7
$4\,^3S_0$—$4\,^3P_1$	13	88	7
$4\,^3S_1$—$4\,^3P_2$	2791	63	6
$4\,^3S_2$—$4\,^3P_1$	71	27	4
$4\,^3S_0$—$4\,^3P_1$	04	87	6
$4\,^3S_2$—$4\,^3P_2$	2687	78	8
$4\,^3S_1$—$4\,^3P_1$	86	73	3
$4\,^3S_1$—$4\,^3P_2$	34	17	6
$4\,^3S_1$—$4\,^3P_0$	20	82	6
$4\,^3S_2$—$4\,^3P_1$	2590	34	2
$4\,^3S_1$—$4\,^3P_1$	87	09	3
$4\,^3S_2$—$4\,^3P_2$	41	49	6
$4\,^3S_2$—$4\,^3P_1$	2497	67	5
$4\,^3P_1$—$4\,^1D_1$	72	52	1
$4\,^3P_0$—$4\,^1D_1$	42	54	1
$4\,^3P_2$—$4\,^1D_1$	31	08	1
$4\,^3P_2$—$4\,^1D_2$	2393	20	3
$4\,^3P_1$—$4\,^1D_2$	51	40	1
$4\,^3P_2$—$4\,^1D_1$	10	87	0
$4\,^3P_2$—$4\,^1D_2$	2276	54	2
$4\,^3P_2$—$4\,^1D_3$	56	33	0
$4\,^3P_1$—$4\,^1D_1$	52	65	2
	λ vac.		
$3\,^1D_1$—$4\,^3P_2$	2245	01	2
$4\,^3P_1$—$4\,^1D_2$	20	56	1
$4\,^3P_1$—$4\,^1D_3$	19	91	2
$4\,^3P_1$—$5\,^3S_2$	05	08	3
$4\,^3P_2$—$4\,^1D_1$	2191	95	2
$3\,^1D_1$—$4\,^3P_1$	83	98	3
$4\,^3P_2$—$5\,^3S_2$	72	27	5
$4\,^3P_2$—$4\,^1D_2$	64	18	4
$4\,^3P_2$—$4\,^1D_2$	61	07	2
$4\,^3P_2$—$4\,^1D_3$	53	15	6
$4\,^3P_3$—$4\,^1D_2$	44	47	1
$4\,^3P_2$—$5\,^3S_1$	41	07	6
$3\,^1D_1$—$4\,^3P_2$	32	17	3[1])
$4\,^3P_1$—$4\,^1D_2$	2129	88	6
$3\,^1D_1$—$4\,^3P_1$	2099	23	5
$4\,^3P_2$—$5\,^3S_2$	75	55	2
$3\,^1D_1$—$4\,^3P_1$	70	21	2
$4\,^3P_2$—$4\,^1D_2$	68	30	2
$4\,^3P_1$—$5\,^3S_0$	62	83	3[1])
$3\,^1D_3$—$4\,^3P_3$	57	30	3
$4\,^3P_2$—$4\,^1D_3$	49	02	3

$4^3P_1 - 5^3S_1$	47	80 3
$4^3P_2 - 5^3S_1$	47	31 4
$3^1D_3 - 4^3P_2$	42	27 4
$3^1D_1 - 4^3P_2$	39	01 3
$4^3P_3 - 4^1D_3$	34	12 4
$3^1D_1 - 4^3P_0$	30	67 1
$4^3P_1 - 5^3S_2$	28	38 2
$4^3P_0 - 5^3S_1$	27	34 2
$4^3P_1 - 4^1D_2$	21	48 3
$4^3P_2 - 5^3S_1$	19	42 2d
$3^1D_2 - 4^3P_3$	14	75 3
$3^1D_1 - 4^3P_1$	10	55 1
$4^3P_1 - 5^3S_0$	03	74 3
$4^3P_1 - 5^3S_1$	01	61 4
$3^1D_2 - 4^3P_2$	00	44 4
$4^3P_1 - 5^3S_1$	1989	61 2
$4^3P_2 - 5^3S_2$	78	63 3
$4^3P_2 - 4^1D_2$	72	01 1
$4^3P_1 - 4^1D_1$	68	03 5
$4^3P_3 - 5^3S_2$	64	70 5
$4^3P_3 - 4^1D_2$	58	18 2
$4^3P_2 - 5^3S_1$ }	53	06 4
$3^1D_{1,2} - 4^3P_3$ }		
$3^1D_2 - 4^3P_1$	52	16 3
$3^1D_3 - 4^3P_2$	48	31 5
$4^3P_1 - 4^1D_2$	43	12 6
$3^1D_{1,2} - 4^3P_2$	39	72 4
$4^3P_2 - 5^3S_1$	35	79 3[1])
$3^1D_2 - 4^3P_2$	10	17 4
$4^3P_1 - 5^3S_0$	07	46 2
$3^1D_1 - 4^3P_3$	05	98 0[1])
$4^3P_1 - 4^1D_3$?	1896	94 0
$3^1D_{1,2} - 4^3P_1$	94	17 3
$3^1D_1 - 4^3P_2$	92	92 1[1])
$4^3P_2 - 4^1D_3$?	72	39 5[2])
$3^1D_3 - 4^3P_2$	70	28 6[2])
$3^1D_2 - 4^3P_1$	60	50 3
$3^1D_{1,2} - 4^3P_2$	54	72 6[1])
$3^1D_1 - 4^3P_1$	49	51 2
$3^1D_2 - 4^3P_0$	28	43 1

$3^1D_1 - 4^3P_2$ } $3^1D_2 - 4^3P_1$ }	12	17 5
$3^1D_{1,2} - 4^3P_1$	07	91 5[3])
$4^3P_2 - 4^1D_3$?	00	24 4
$4^3P_1 - 5^3S_2$	1794	31 4
$3^1D_{1,2} - 4^3P_2$	83	92 4
$3^1D_{1,2} - 4^3P_0$	77	93 0
$4^3P_1 - 5^3S_1$	73	29 3
$3^1D_{1,2} - 4^3P_1$	62	14 3
$3^1D_1 - 4^3P_2$	44	61 3
$3^1D_1 - 4^3P_0$	38	56 3
$4^3P_2 - 4^1D_3$?	26	88 1[1])
$4^3P_3 - 4^1D_3$?	16	23 1
$4^3P_1 - 5^3S_0$	1698	95 1
$4^3P_1 - 5^3S_2$	88	81 1
$3^1D_2 - 4^3P_3$	1595	24 1
$3^1D_2 - 4^3P_2$	86	19 4[4])
$4^3P_1 - 4^1D_3$?	84	82 0[1])
$3^1D_3 - 4^3P_3$	71	31 5[4])
$3^1D_3 - 4^3P_2$	62	50 6[4])
$3^1D_2 - 4^3P_1$	55	48 4[4]) [5])
$3^1D_2 - 4^3P_2$	28	89 0
$3^1D_3 - 4^3P_2$	06	94 3
$3^1D_2 - 4^3P_1$	1496	92 2[6])
$3^1D_2 - 4^3P_1$	84	92 4[6])
$3^1D_2 - 4^3P_2$	80	55 2
$3^1D_1 - 4^3P_1$	63	41 4[6])
$3^1D_3 - 4^3P_2$	59	87 3
$3^1D_2 - 4^3P_3$	1385	39 2
$3^1D_1 - 4^3P_2$	59	31 1
$3^1D_2 - 4^3P_1$	35	37 1
$3^1D_2 - 4^3P_2$	34	94 3
$3^1D_1 - 4^3P_2$	17	60 2
$3^1D_2 - 4^3P_1$	10	58 1
$3^1D_2 - 4^3P_2$	1297	96 3
$3^1D_1 - 4^3P_2$	81	50 2
$3^1D_1 - 4^3P_0$	78	38 2
$3^1D_1 - 4^3P_1$	70	54 2d
$3^3P - 3^1D_1$	490	56 2[6])
$3^3P - 4^3S_1$	409	948 5[6])[7])
$3^3P - 4^3S_1$	403	734 5[6])[7])

[1]) Diese Linien sind nicht ganz sicher.

[2]) Diese Linien hat auch Lyman [163]: 1872.5 (3), 1870.9 (3) und Lang [313]: 1872.27 (12), 1870.17 (12).

[3]) Hier liegt auch eine Linie von Ca II.

[4]) Diese Linien sind mehrfach gemessen: Millikan u. Bowen [284]: 1586.1 (0), 71.5 (0), 62.4 (4), 55.0 (5). — Lyman [163]: 1561.2 (2), 55.1 (8). — Lang [313]: 85.0 (1), 62.4 (10), 55.7 (2).

[5]) Hier liegt auch eine Linie von Ca II; die Messungen sind nicht genau genug, um zu entscheiden, was im einzelnen Fall gemessen ist. Lang [313] hat hier 3 Linien: 55.58 (10), 54.70 (3), 53.25 (2). Saunders u. Russell [303] geben für Ca II nur 2 Linien: 55.1 u. 53.5.

[6]) Diese Linie scheint auch Lang [263] zu haben. Siehe nächste Tabelle.

[7]) Millikan u. Bowen [284] geben: 410.1 (6), 403.8 (6).

Tabelle 3 a. Termwerte Ca III [349].

4^3S_0	167518.6	4^3P_0	131055.0	3^1D_1	209281.9
4^3S_1	169200.0	4^3P_1	140941.6		188574.6
	165433.6		134510.3		180295.6
4^3S_2	170583.5		131990.7	$3^1D_{1,2}$	187303.8
5^3S_0	82084.3		130558.6	3^1D_2	208291.6
5^3S_1	84546.6	4^3P_2	135749.5		198794.7
	81728.4		133388.8		185739.2
5^3S_2	85210.0		131248.2	4^1D_1	90128.1
3^3P_0	413127			4^1D_2	89476.4
					85040.5
				4^1D_3	86945.0
				4^1D_3?	77841.1

Anm.: Bowen [349] gibt die Termbezeichnungen mit der von Meissner beim Argon eingeführten Numerierung der einzelnen S-, P- und D-Terme. Hier sind statt dieser Nummern die inneren Quantenzahlen j rechts unten an den Term gesetzt. Die Hauptquantenzahlen sind so belassen, wie Bowen sie eingeführt hat.

Ca IV und Ca V. Sieben- und Sechselektronensystem.

Für diese beiden Ionisationsstufen hat Bowen [349] einige Linien angegeben und eine Einordnung versucht, für Ca IV zwei Paare, für Ca V die PP′-Gruppe. Die Zahlen folgen in den Tab. 4 und 5. Ekefors bezeichnet zahlreiche Linien mit IV und V, ohne sie einzuordnen. Siehe Tab. 6.

Tabelle 4, Ca IV.

Komb. [349]	Nach Bowen [349]	
a P_1—b S	669.70	5[1])
a P_2—b S	65.96	6
a P_1—4 k P_2	338.92	2
a P_2—4 k P_2	35.36	2

Tabelle 5, Ca V.

	Nach Bowen [349]	
a P_1—b P_2	656.71	3
a P_0—b P_1	51.49	4
a P_1—b P_1	47.82	3
a P_2—b P_2	46.51	5
a P_1—b P_0	43.10	3
a P_2—b P_1	37.89	4

[1]) Lang [281] gibt 669.0 (10), Millikan u. Bowen [284] 669.6 (4).

In den genannten 5 Ionisationsstufen sind sehr viele der für Ca gemessenen Linien untergebracht, aber es ist doch nur der kleinere Teil aller. Von den älteren Messungen, die in Band VII gegeben sind, bleiben oberhalb λ 2000 noch etwa 100 nicht eingeordnete Linien übrig und Anderson [274] hat in seinem Funkenspektrum etwa 600 weitere Linien.

Vollends im Schumanngebiet finden sich sehr viele nicht eingeordnete Linien. Die folgende Tab. 6 gibt diese Linien, wie sie von Lang [281], Millikan und Bowen [284], Saunders [150, 184, 221], Lyman [163] und namentlich Ekefors [438] gemessen sind. Die jeweilig vermutete Ionisationsstufe ist in römischen Ziffern vorgesetzt.

Tabelle 6. Ca, kurze Wellenlängen.

		Lang [281]	Saunders [150, 184, 221]	Millikan u. Bowen [284]
	2065	—	5.42 0	—
III?	63	4 1	—	—
	52	8 1	—	—
III?	47	7 1	—	—
	40	—	0.26 6	—
	35	—	5.13 5	—
	31	6 3	—	—
III?	19	3 1	—	—
	16	4 1	—	—
III?	1969	3 5	—	—
	62	9 1	—	—
III?	48	0 1	—	—
	45	1 1	—	—
	15	0 1	—	—
	00	8 1	—	—
	1889	1 1	—	—
	77	9 1	—	—
III?	71	7 1	—	—
III?	69	8 1	—	—
	36	1 1	—	—
	30	5 1	—	—
	27	5 Hg? 1	—	—
	22	0 1	—	—
	19	7 1	—	—
	14	—	—	4.8 0
	05	7 1	—	7.8 0
	1776	0 2	—	—
	51	5 1	—	—
	43	0 1	—	—
III?	38	5 1	—	—
	29	6 1	—	—
	13	6 2	—	—
	08	.1 1	—	—
	04	0 1	—	—
	1697	5 1	—	—
	93	8 1	—	—
	85	5 2	—	—
	82	4 3	—	—
	76	4 1	—	—
	67	7 30	—	—
	48	0 1	—	—
	46	5 1	—	7.5 0
	40	4 1	—	—
	27	0 1	—	—

		Lang [281]	Saunders [150, 184, 221]	Lyman [163]	Millikan u. Bowen [284]
	1604	5 1	—	—	—
	1593	6 N? 1	—	—	—
	85	0 1	—	—	6.1 0
	80	8 1	—	—	71.5 0
	55	—	—	—	5.0 5
	45	7 N? 3	—	—	5.6 5
	34	1 Si? 1	3.8	3.4 2	—
	26	—	—	6.7 2	—
	24	6 1	—	—	—
	23	1 1	—	—	—
III?	1497	2 1	—	—	0.0 0
III?	84	9 1	—	—	5.9 0
	81	4 C? 1	—	—	—
	75	—	5.5	—	—
III?	64	0 1	—	—	4.1 0
	54	—	—	—	4.3 0
	34	—	—	4.3 6	4.2 0
	33	—	—	3.1 5	—
	14	8 1	—	—	—
	02	9 Si? 10	—	2.7 4	—
	00	—	0.7	—	—
	1393	4 Si? 8	—	3.6 5	—
	74	3 1	—	—	—
	46	9 1	7.1	—	—
	11	6 10	—	—	—
III?	1298	0 2	—	—	—
	91	6 2	—	—	—
	86	7 1	—	—	6.7 0
	85	0 1	—	—	—
	77	5 C? 1	—	6.4 3	—
	74	4 1	—	—	—
	68	—	—	8.2 2	—
	64	6? 2	4.7	4.5 2	—
	60	—	—	0.2 1	—
	54	—	—	4.3 2	—
	47	0 C 2	—	6.2 1	—
	41	6 H 1	—	—	—
	29	5 1	—	—	—
	1184	4 1	—	—	—
	49	9 1	—	—	—
	47	5 1	—	—	—
	29	5 1	—	—	—
	1084	—	—	—	4.6N0

N		Ekefors [438]	Lang [281]
III	1035	366 4	—
III	34	848 3	—
VII	34	288 2	—
VI	32	612 2	—
III	31	760 4	—
IV	30	273 4	—
IV	29	566 3	—
III	28	560 4	—
VII	28	366 2	—
IV	27	309 5	—
VII	27	110 3	—
IV	24	339 5	—
IV	23	820 4	—
VII	22	010 2	—
VI	21	508 4	—
V	21	139 3	—
VII	19	799 3d	—
III	19	371 2	—
VI	18	346 3	—
III	14	998 3	—
V	14	162 4	—
V	12	613 3	—
VI	11	049 0	—
VI	10	852 0	—
V	09	638 3	—
	08	757 2	—
III	08	470 0	—
	05	270 0	—
	04	967 0	—
	04	689 0	—
VII	03	611 2	3.8 1
VII	02	398 5	—
V	01	544 3	—
V	00	310 6	—
III	998	397 3	—
IV	97	579 7	—
V	94	946 3	—
IV	94	311 6	—
	93	—	3.2 1
VII	92	740 1	—
VII	89	973 3	—
III	88	131 1	—
VII	87	867 3	—
V	87	680 3	—
III	87	336 5	—
III	84	935 4	—
VII	83	432 4	3.5 2
	81	489 0	—
III	77	544 2	—

N		Ekefors [438]	Lang [281]	Millikan u. Bowen [284]
V	975	825 4	—	—
VI	75	055 3	—	—
	73	437 6	—	—
VII	70	887 2	—	—
VI	69	652 6	—	—
V	68	236 3	—	—
V	66	466 6	—	—
	64	771 0	—	—
	64	176 0	—	—
V	62	896 2	—	—
	59	—	9.6 5	—
VII	58	135 1	—	—
VII	54	270 3d	—	—
	50	817 0	—	—
	48	699 0	—	—
	48	309 0	—	—
	47	—	7.3 1	—
	46	449 0	—	—
	40	398 0	—	—
	38	699 1	—	—
	37	—	7.3 1	—
	34	875 1	—	4.6 0
	34	329 0	—	—
	33	—	3.5 1	—
	27	428 0	—	—
	26	193 0	—	—
VII	24	249 1	—	—
VII	23	179 3	—	—
	22	474 0d	—	—
VII	21	956 2d	—	—
	18	768 0	—	—
III	17	278 2	7.5 1	—
III	16	917 2	—	—
VI	16	682 2	—	—
	15	972 0	—	—
	12	979 0	—	—
	11	383 0	—	—
	10	195 0	—	—
	08	—	8.3 1	—
III	06	615 2	—	—
	05	245 1	—	—
	02	—	2.3 20	—
III	897	972 1	—	—
III	94	351 4	—	—
VI	92	671 3	2.0 1	—
III	90	892 2	—	—
	90	059 0	—	—
	89	679 0	—	—
	87	176 0	—	—

N		Ekefors [438]	Lang [281]	Millikan u. Bowen [284]
	886	216 0	—	—
	85	553 0	—	—
III	83	159 3	—	3.0 0
	81	—	1.5 2	—
	74	—	4.0 1	—
	73	834 0	—	5.3 0
	71	036 0	—	—
	69	981 0R	—	—
	64	695 4	—	—
	63	984 0	—	—
	63	011 0	—	—
	60	983 1	—	—
VI	60	827 2	—	—
IV	58	855 3	—	—
III	56	791 4	—	—
III	56	635 4	—	6.5 1
	55	056 0	5.2 2	—
VI	54	923 3	—	—
III	50	966 3	0.0 1	—
III	46	611 3	—	6.5 0
	45	—	5.4 1	—
V	42	950 3	—	—
III	41	385 1	—	—
III	40	921 3	9.9 10	—
III	40	807 1	—	—
III	31	425 1	1.6 20	—
VII	28	451 2	—	—
VII	23	395 0	—	—
V	21	583 1R[1])	—	2 0
	18	—	8.4Si ?1	—
VI	17	058 2	—	—
VI	16	805 2	—	—
VII	13	379 0	—	—
VII	12	967 2	—	—
VI	11	480 1	—	—
V	10	937 4	—	1 C 0
V	03	325 1	—	—
VII	00	652 3	—	1 C 0
	788	—	8.9 2	—
	87	—	7.3 2	—
	81	350 0R	—	—
	80	116 1	—	—
V	79	919 4	—	—
V	79	824 3	—	—
VI	78	718 1	6.5 1	—
VI	77	508 1	—	—
VI	75	966 3	—	—
IV	75	526 3	—	—
VI	74	532 3	—	—

N		Ekefors [438]	Lang [281]	Millikan u. Bowen [284]
V	774	354 3	—	—
V	74	088 5	—	3.7 1
III	72	641 2	2.6 N 1	—
VI	72	389 1	—	—
	71	048 0	—	—
VI	70	928 1	0.8 1	—
	69	602 1	—	—
	69	232 0	—	—
VI	67	861 0	—	—
VI	66	522 1	—	—
VI	65	154 6	—	—
VI	64	358 3	—	—
VI	63	344 2	—	—
III	58	465 1	—	—
	51	897 0	—	—
V	48	409 3R	7.4? 1	8.2 0
III	46	246 1	—	—
	45	—	5.0 1	5.9 0
	39	—	9.2 1	—
	36	738 1	—	6.3 0
	35	—	5.4 H ?1	—
	33	867 0	—	—
	33	327 0	—	—
	32	883 0	2.0 H ?1	2.9 0
VII	31	286 5d	—	—
V	30	257	—	—
	28	—	8.9 H ?1	—
V	27	646 1	—	—
	27	529 0	—	7.4 0
VII	27	185 1	—	—
	25	088 1	—	—
	24	470 0	—	—
VI	24	091 0d	—	—
	22	752 0	—	—
VII	22	456 2	—	—
VII	21	514 1	—	—
	20	946 0	—	—
	18	—	8.2 10	—
VII	14	693 2	—	—
VII	14	678 3	4.5 1	—
VII	14	176 3	—	—
VII	13	972 0	—	—
VII	13	793 3	—	—
VII	11	390 2	—	—
VII	10	671 2	—	—
VII	09	932 2	—	—
VII	09	001 2	—	—
III	01	370 1	—	—
VII	00	793 0	—	—

N		Ekefors [438]	Lang [281]	Millikan u. Bowen [284]
VII	700	695 0	—	—
VII	698	988 0d	—	—
VII	97	972 2	—	—
VII	97	809 2	7.8 1	—
VII	97	281 2	—	—
III	96	206 R3	—	—
III	95	824 R4	—	—
VII	93	824 2	3.3 1	—
VI	89	539 3	—	—
III	88	907 3	—	8.6 0
VII	88	223 1	—	—
VII	87	985 2	7.5 8	—
III	86	190 2	—	—
VI	85	807 4	—	—
VII	84	743 5	—	—
VII	84	383 2	—	—
	83	581 0	—	—
III	83	149 1	—	—
III	81	908 4	—	—
VII	81	363 3	—	—
	79	240 0	—	—
	77	820 R1	—	—
V	76	775 1	—	—
VII	76	563 3	—	—
VII	74	278 2	—	—
VI	74	046 1	—	—
VII	73	885 1	—	—
VII	73	367 1	—	—
VII	72	315 0	—	—
III	72	083 1	—	—
V	71	365 6	—	—
IV	69	725 10	9.0 10	4.6 4
	68	701 1	—	—
	68	462 1	—	—
	67	126 2	—	—
III	59	694 1	—	—
V	56	763 6	—	—
IV	56	038 15	5.0 10	5.9 5
III	53	720 4	—	—
VII	52	634 0	—	—
VII	51	992 0	—	—
V	51	550 5	—	1.0 C 0
V	47	876 5	—	—
VII	47	292 2	—	—
V	46	570 8	—	6.4 3
V	43	118 6	—	—
V?	42	812 2	2.6 3	2.5 C 0
III	39	230 6	—	—
V	37	928 8	7.8 3	8.01

N		Ekefors [438]	Lang [281]	Millikan u. Bowen [284]
IV	635	318 8	4.3 5	—
III	33	187 5	2.0 2	2.7 0
VII	30	515 3	—	—
VI	29	594 2	—	—
III	29	355 4	8.4 3	9.0 0
VII	26	940 1	—	—
III	23	749 1	2.7 1	—
III	21	279 3	—	—
	20	566 1	—	—
	20	289 2	9.6 3	—
	18	301 0	—	—
	18	080 0	—	—
VI	17	517 4	—	—
VI	14	015 3	—	—
III	12	062 5	—	—
	11	186 1	1.0 3	—
III	10	740 3	—	—
III	08	895 3	—	—
III	07	069 3	—	—
III	06	333 2	—	—
VII	05	824 1d	5.5 1	—
VII	04	766 1d	—	—
	04	580 2	—	—
III	03	622 3	3.0 1	—
	02	664 0	—	—
	02	389 0	—	—
VI	01	700 5	—	—
VI	00	917 6	0.0 2	0.9 1
	597	281 0	—	—
VII	96	944 4	—	—
III	96	223 2	—	—
III	94	640 3	—	—
V	94	239 1	—	—
V	93	472 1	3.5 3	—
V	93	404 1	—	—
	91	638 0	—	—
III	91	449 3	—	—
VI	90	396 3	0.9 4	—
VI	87	872 1	—	—
VI	87	604 2	—	—
III	87	311 3	—	—
III	86	880 2	6.5 6	—
	84	760 0	—	—
	83	975 0	—	—
VII	82	844 4	—	—
	81	789 0	—	—
VI	81	466 3	—	—
VI	80	654 0	0.4 1	—
VI	79	775 2	—	—

N		Ekefors [438]	Lang [281]	Millikan u. Bowen [284]
VI	578	732 4	—	—
	78	170 0	—	—
	76	662 1	—	—
III	75	580 6	—	—
III	74	398 3	—	—
VI	74	007 3	—	—
III	72	691 4	2.0 3	2.0 0
	71	873 0	—	—
III	70	291 2	—	—
III	69	122 1	9.0 3	—
IV	65	463 3	—	—
VI	64	275 2	4.2 5	—
V	62	250 3	—	—
III	61	670 3	0.9 5	—
V	58	602 10	7.8 5	8.1 1
III	57	112 3	—	—
III	56	583 3	—	—
III	56	215 2	—	—
V	55	482 3	5.5 5	—
III	54	615 3	3.6 3	—
	52	005 4	—	—
VII	51	448 6	—	—
V	51	103 2	1.1 3	—
VII	50	183 6	—	—
III	50	004 3	—	—
III	49	201 4	—	—
V	49	070 3	—	—
	48	920 2	8.6 3	—
VI	47	898 3	—	—
	47	620 2	—	—
	47	393 0	—	—
	46	535 0	—	—
	46	301 0	—	—
III	45	091 2	—	—
VII	44	247 2	—	—
VII	44	132 R3	—	—
	42	842 3?	—	—
V	42	290 10	1.5 5	2.2 1
VII	39	382 2	—	—
IV	38	967 2	—	—
IV	38	648 3	—	—
V	37	613 6	7.3 8	7.8 C 3
	37	484 2?	—	—
IV	37	004 2	—	—
IV	36	790 2	—	—
IV	36	531 2	—	—
III	36	132 4	—	—
	36	008 0	—	—
	35	913 0	—	—
IV	535	647 4	—	—
	35	027 0	—	5.1 0
III	34	715 4	4.5 5	—
	31	144 0	—	—
	30	501 0	—	—
V	30	303 1	—	—
	29	651 1	—	—
	29	346 0	—	—
V	28	746 3	—	—
III	28	286 8	7.6 3	—
	25	—	5.0 2	—
	21	—	1.5 1	—
	20	797 0	—	—
	18	—	8.0 O 1	—
	14	498 1	—	—
VII	12	067 2	—	—
VII	10	435 3	0.6 1	—
V	09	293 2	—	—
	07	—	7.3 O 3	—
VII	06	163 4	—	—
VI	05	199 8	—	—
VII	04	591 3	4.2 1	—
VII	03	261 2	—	—
	02	120 0	—	—
	00	812 0	—	—
VII	497	986 3	—	—
	96	336 0	—	—
	95	968 0	5.9 1	—
	95	376 0	—	—
VII	91	370 2	—	—
VII	91	097 1	—	—
III	90	546 2	0.5 1	—
VII	89	700 1	—	—
VII	88	465 1	—	—
VII	86	838 2d	—	—
	86	160 3	—	—
	85	636 3R	—	—
	85	507 R0	5.5 1	—
	85	350 R0	—	—
	84	368 3	—	—
	83	963 R0	—	—
	83	415 R0	3.2 1	—
	83	005 0	—	—
	82	769 2	—	—
	82	663 1	—	—
	80	822 0	—	—
	80	471 3	—	—
	80	345 2	—	—
III	78	305 4	—	—

N		Ekefors [438]	Lang [281]	Millikan u. Bowen [284]
	477	300 1	7.0 1	7.5 0
V	76	606 2	—	—
	76	177 2	—	—
VII	71	180 3	—	—
V	71	067 3	—	—
	68	540 1	—	—
VII	66	227 6	—	—
	65	990 2	—	—
III	64	830 3	—	—
	64	260 1	4.2 1	—
	63	938 0	—	—
	62	996 1	—	—
VII	62	587 3	—	—
	61	700 5	—	—
	61	085 5	—	—
	59	811 1	9.3 1	—
	58	160 0d	—	—
	56	981 5	6.4 1	—
	55	812 0d	—	—
	55	341 0d	—	—
	54	553 1	—	—
	54	053 1	—	—
	52	239 0	—	—
IV	50	565 10	0.0 1	0.5 0
	47	662 0	—	—
	46	972 0	—	—
V	46	036 1	—	—
V	45	933 1	—	—
	45	607 R0	—	—
	45	018 1	—	—
IV	44	766 3	—	—
	44	254 1	—	—
IV	43	821 15	3.4 1	4.1 0
	42	755 0	—	—
	42	607 1	—	—
	42	014 0	—	—
	41	812 R0	—	—
	41	356 R0	—	—
VII	41	095 5	—	—
	40	118 2	—	—
IV	39	700 5	9.3 1	9.7 0
IV	38	930 4	—	—
IV	37	773 5	—	—
IV	37	271 2	—	—
VII	36	907 0	—	—
VII	36	152 6	—	—
IV	34	570 12	4.0 2	—
VII	33	609 6	—	—
VII	32	880 6	—	—
	430	506 0	—	—
III	30	050 1	—	—
	29	933 R1	—	—
	29	744 1	9.6	—
VII	28	819 1	—	—
VII	28	112 6	—	—
	27	655 1	—	—
V	25	000 15	4.4 1	—
	22	661 0	—	—
	22	463 0	—	—
	22	088 0	—	—
	21	935 0	—	—
VII	21	718 1	—	—
	20	700 0	—	—
VII	20	191 1	—	—
VII	19	778 3	—	—
VII	14	663 12	—	—
VII	12	175 2	—	—
VII	10	499 5	—	—
III	09	971 18	0.3 10	0.1 6
VII	07	776 4	—	—
III	03	732 20	3.8 10	3.8 6
VI	02	551 2	—	—
VI	00	827 4	—	—
VI	399	928 1	—	—
	98	615 R2	—	—
	98	473 0	—	—
	97	178 4	—	—
VII	96	918 2	—	—
VII	96	770 R3	—	—
	96	535 0	—	—
III	96	382 3	6.3 1	—
VI	96	044 2	—	—
	93	618 0	—	—
	93	289 0	—	—
	93	024 0	—	—
	92	841 0	—	—
III	92	420 R2	—	—
	92	014 0	—	—
	91	747 0	1.9 1	—
	91	237 0	—	—
	91	051 0	—	—
VI	90	137 R3	—	—
	89	927 0	—	—
	89	495 0	—	—
VII	89	195 1	—	—
VII	88	685 3	—	—
VII	88	235 R2	—	—
VII	87	669 2	—	—

N		Ekefors [438]	Lang [281]	Millikan u. Bowen [284]
VII	387	490 2	—	—
VII	87	349 R2b	—	—
VI	87	080 4	—	—
VI	86	254 1	—	—
VI	86	106 1	—	—
VI	85	941 1	—	—
VI	85	091 2	—	—
	84	609 0	—	—
VI	84	172 3	—	—
VI	84	028 2	—	—
VI	83	505 2	—	—
	83	121 0	—	—
VI	81	849 2	—	—
V	81	601 3	—	—
VI	81	46 2		
V	80	396 5	—	—
VI	80	003 1	—	—
V	79	765 3	—	—
V	79	138 2	—	—
VI	78	745 1	—	—
VI	78	551 1	—	—
	78	379 1	—	—
VII	78	258 3	—	—
VII	78	095 3	—	—
V	77	181 5	—	—
V	76	279 3	—	—
V	75	333 3	—	—
IV	74	744 5	4.2 1	—
V	74	000 4	—	—
VI	73	700 3	—	—
VI	73	417 2	—	—
V	72	904 6	—	—
VII	71	902 2	—	—
V	71	225 6	—	—
VI	70	033 5	—	—
III	69	647 5	—	—
III	68	422 R1	8.7 1	—
III	68	303 3	—	—
VI	67	371 R2	—	—
VII	67	011 3	—	—
VII	66	203 3	—	—
	65	432 0	—	—
	65	040 0	—	—
	64	928 0	—	—
VII	63	525 2	—	—
VII	63	395 2	—	—
VII	62	788 1	—	—
VI	62	617 2	—	—
	62	240 0	—	—

N		Ekefors [438]	Lang [281]	Millikan u. Bowen [284]
VI	361	645 2	—	—
	61	361 0	—	—
	61	241 0	—	—
VI	61	114 4	—	—
VII	60	296 2	—	—
VII	59	640 2d	—	—
VII	59	364 5	—	—
VI	58	153 3	—	—
III	57	973 8	7.7 1	8.0 3
	56	889 0d	—	—
VI	56	239 3	—	—
VII	55	692 R1	—	—
VII	55	351 R1	—	—
VII	54	404 R4	—	—
VII	54	156 R4	—	—
V	52	908 8	2.4 1	2.9 0
VII	51	996 2	—	—
VII	51	460 3	—	—
VII	51	368 3	—	—
	50	715 0	—	—
VI	50	394 1	—	—
VI	49	494 R1	—	—
VI	48	996 1	—	—
VI	48	927 1	—	—
VI	48	650 1	—	—
VII	48	043 3	—	—
VI	47	967 R3d	—	—
VI	47	431 1	—	—
VI	47	334 1	—	—
VI	47	005 4	—	—
VI	46	335 2d	—	—
IV	45	100 4	—	—
III	44	958 4	—	—
III	44	219 2	4.0 1	4.7 2
IV	43	933 5	—	—
IV	43	438 4	—	—
VI	43	194 2	—	—
IV	42	447 5	—	—
IV	41	455 4	—	—
IV	41	284 4	0.5 1	1.0 0
VII	40	516 3	—	—
III	40	389 3	—	—
IV	40	286 4	—	—
VI	39	953 3	—	—
III	39	790 3	—	—
VI	39	463 3	—	—
IV	38	828 4	—	—
	38	508 0	—	—
	38	293 0	—	—

N		Ekefors [438]	Lang [281]	Millikan u. Bowen [284]
V	338	056 5	—	—
V	37	541 4	—	—
	37	396 2	—	—
	37	020 1	—	—
V	36	554 4	—	—
V	35	344 5d	—	4.9 0
V	34	135 3	—	—
V	33	857 3	—	—
V	33	438 4	—	—
	33	137 1	—	—
IV	32	808 3	—	—
IV	32	531 5	—	—
IV	31	991 5	1.4 1	1.8 3
V	31	652 1	—	—
IV	31	442 4	—	—
	30	928 2	—	—
	30	809 1	—	—
VII	30	000 5	—	—
III	29	391 3	—	—
VI	29	298 R3	—	—
IV	29	116 5	8.8 1	—
IV	28	577 1	—	—
VI	27	806 4	7.9 1	—
VI	27	175 2		—
V	25	282 5		—
V	25	020 3		—
V	24	477 5		4.7 2
IV	24	110 3		—
VI	23	223 6		—
V	22	757 5		—
V	22	166 10		2.1 Mg? 1
VI	21	110 1		—
VI	20	445 2		—
	20	309 0		—
VII	18	385 1		—
VII	18	094 4		—
	17	287 0		—
VII	16	947 3		—
VII	16	389 0		—
VI	16	115 3		—
VII	15	702 2		—
VII	14	609 2		—
VII	13	478 2		—
VII	07	563 2		—
IV	04	910 3		—
IV	04	330 3		—
IV	01	741 4		—
V	299	315 4		9.7 0
IV	96	958 6		—

N		Ekefors [438]	Millikan u. Bowen [284]
IV	296	554 5	—
VII	95	396 3	—
VII	95	171 3	—
VI	91	976 1	—
VI	87	657 3	—
V	86	947 5	—
V	84	948 6	—
V	81	000 4	0.9 0
VII	75	343 3	—
	74	808 0	—
	74	461 0	—
	73	695 1	—
V	72	982 4	—
VII	72	866 3	—
V	72	336 3	—
V	72	265 5	—
V	70	494 3	—
V	70	305 6	9.7 0
V	67	768 8	—
	64	482 R0	—
	64	348 R0	—
	63	800 R1	—
VI	60	446 3	—
VI	59	978 3	—
VI	59	856 3	—
VI	59	576 3	—
VI	58	251 3	—
V	57	976 5	—
	53	621 0	—
	52	943 R0	—
	52	744 0	—
	51	465 1	—
	51	354 3	—
VII	50	269 3	—
IV	50	153 R3	—
IV	49	408 R3	—
III	48	636 4	—
	47	706 R2	—
	47	555 R0	—
III	42	384 3	—
	41	496 0	—
	41	347 0b	—
	40	777 2	—
	40	724 R4	—
	40	040 2	—
	39	527 4	—
	39	007 R1	—
	38	851 0	
	32	537 5	

N		Ekefors [438]
	232	275 4
	32	094 0
V	31	971 0
	31	530 1
VI	30	501 3
VI	29	743 5
VI	28	634 6
	27	895 2
	27	633 R0
	26	292 1d
	22	467 R0
	21	014 R0
	20	666 R0
	17	019 1
	16	005 1
	14	140 1
	14	008 0
	09	723 3
	09	271 1d
	09	188 1d
	08	352 0

N		Ekefors [438]
	207	789 1
	05	391 2
	04	722 1
	04	003 4
	03	896 1[1]
	02	976 1
	01	811 0
	199	527 0
	99	057 0d
	98	401 0
	98	079 0
	97	821 0
	97	685 0
	96	971 R2b
	92	757 1
	90	560 0
	90	453 0
	87	515 1
	86	605 1
	84	433 1

N		Ekefors [438]
	182	715 2
	79	500 0
	79	204 0
	78	929 0
	78	651 2
	78	557 1
	78	383 0
	78	235 0b
	77	879 1
	75	963 1
	70	207 R0
	67	034 1
	66	945 1
	53	012 0
	51	832 0
	44	038 3
	43	173 2
	41	947 0
	41	623 0
	35	597 1

[1]) R Verunreinigung, in den meisten Fällen wahrscheinlich Sauerstoff.

Untersuchungen des Zeemaneffekts sind in neuerer Zeit nur an wenigen Liniengruppen ausgeführt worden. Kapitza und Skinner [294] haben einzelne Linien von Ca II in starken Feldern (70000 bis 130000 Gauss) eines Solenoid, jedoch nur mit der Dispersion eines Quarzspektrographen untersucht, z. B. die Linien λ 3968 und 3934 der Dublett S—$P_{1,2}$-Kombination. Im Transversaleffekt wurden die Komponenten nicht aufgelöst, im Longitudinaleffekt Dubletts mit dreifach normaler Aufspaltung erhalten, was der theoretischen Aufspaltung entspricht. Die Linien λ 3179 und 3159 ($P_{1,2} \rightarrow D_{2,3}$) zeigen wie zu erwarten partiellen Paschen-Back-Effekt, da offenbar die Aufspaltungen von ähnlicher Größe, wie die D-Termabstände sind.

Back [289] fand regelwidrige Zeemaneffekte an den Liniengruppen des Ca I, die zu dem System der neuen Terme von Russell und Saunders gehören. Es sind dies die Kombinationen mit F''- und x-Termen und ferner mit P''-Termen. Sie zeigen zum Teil Aufspaltungsfaktoren g, die nicht der Landéschen g-Formel folgen und Intervallverhältnisse, die von der Intervallregel abweichen. Durch Vergleich der g-Werte kommt Back zu einer Deutung der x-Terme, insofern als er die f_2''- und $x_{(2)}$-Terme als zusammengehörige und wesensgleiche Terme bezeichnet, die sich zu dem regelrechten f_2-Term ergänzen. An den P_i''-Termen hat Back eine Durchbrechung des Auswahlprinzips der m beobachtet, so zwar, daß die Übergänge aus $m = 0$ ausfallen. In nachstehender Tabelle sind zu den einzelnen Termen die Mittelwerte g aus dem jeweils beobachteten Linientypus und die rationale Deutung der beobachteten g-Werte in Rungescher Bruchform angegeben.

Ferner liegt ein kurzer Bericht von Bender [425] über Untersuchungen der Linien 2^3P_i—4^3D_i vor, welche unsymmetrische Zeemanbilder zeigen.

Tabelle 10 der beobachteten g-Werte. [289].

7202.45	3^1D—$4^3F_2''$	$g_1 = 1.014$	3^3D_1	28969.2	$\frac{1}{2}$
—	—	$g_2 = 0.756$	3^3D_2	28955.3	$\frac{7}{6}$
7148.40	3^1D—$4^3x_{(2)}$	$(g_1 = 1.00)$	3^3D_3	28933.5	$\frac{4}{3}$
—	—	$g_2 = 0.891$			
6499.67	3^3D_2—$4^3F_2''$	$g_1 = 1.159$	$4^3F_2''$	13574.13	$\frac{3}{4}$
—	—	$g_2 = 0.746$	$4^3F_3''$	13485.82	$\frac{13}{12}$
6493.79	3^3D_1—$4^3F_2''$	$g_1 = 0.505$	$4^3F_4''$	13407.86	$\frac{5}{4}$
—	—	$g_2 = 0.7604$			
6471.67	3^3D_3—$4^3F_3''$	$g_1 = 1.3301$	4^3x_2	13469.17	$\frac{8}{9}$
—	—	$g_2 = 1.0703$			
6462.57	3^3D_2—$4^3F_3''$	$g_1 = 1.1657$	[1]) $3^3P_0'$	9971.7	$\frac{0}{0}$
—	—	$g_2 = 1.0826$	$3^3P_1'$	9969.8	$\frac{3}{2}$
6455.57	3^3D_2—$4^3x_{(2)}$	$g_1 = 1.160$	$3^3P_2'$	9965.0	$\frac{3}{2}$
—	—	$g_2 = 0.891$			
6449.81	3^3D_1—$4^3x_{(2)}$	$g_1 = 0.498$			
—	—	$g_2 = 0.897$			
6439.18	3^3D_3—$4^3F_4''$	$g_1 = 1.327$			
—	—	$g_2 = 1.245$			

Der Starkeffekt wurde noch in älterer Zeit von Takamine und Kokubu [242] an einigen Linien untersucht. Sie bringen Beobachtungen, die zum Teil denen von Stark und Kirschbaum (Bd. 7 I 185) widersprechen. Die Linien λ 3737, 3706, 3179, 3159 von Ca II fanden sie vom elektrischen Feld schwach beeinflußt. Von Ca I fanden sie die Linien λ 3644, 3631, 3624 und 4685 nach Violett verschoben und die Linien λ 5042, 4878, 4586, 4582, 4579, 4527, 4355, 4099, 4095, 4093 nach Rot verschoben, geben jedoch nur diese qualitativen Angaben. Eine spätere Arbeit von Kimura und Nakamura [266a] bringt nichts Neues.

Von den übrigen Arbeiten, die sich auf Linienspektra beziehen, sei folgendes erwähnt: Kimura und Nakamura [280] teilen die Linien, die in Funkenspektren erscheinen, je nach der Länge in die Klassen: E II, E III, E IV usw. Bei Ca finden sie nur die erste Klasse vertreten, also keinerlei Linien von Ca III usw. In einer anderen Arbeit bringen dieselben Verfasser [279] Calciumbromid an die Kathode eines Geißlerrohrs; bei Funkendurchgang treten einige wenige Linien von Ca I auf. — Miyanishi [362] unterscheidet bei vielen Elementen die Ionisationsstufen durch die verschiedene Geschwindigkeit der Leuchtzentren im Funken; aber bei Ca findet er nur eine Art. Er sagt versehentlich, es seien Linien von Ca I, während es sich um Ca II handelt. Miyanishi [331] beobachtet ferner den Ca-Bogen in Cl und findet, daß dabei im allgemeinen die Linien verbreitert auftreten, während die Funkenlinien verstärkt sind. Er behauptet, die Verbreitung sei meist ähnlich der Wirkung des Starkeffektes. Ferner habe er auch neue Linien — etwa 2 Dutzend — gefunden und eingeordnet. Doch darauf wollen wir nicht näher eingehen. Die Messungen sind sehr ungenau.

[1]) Diese Terme bezeichnet Back wie Russell und Saunders mit P_i'', während hier die Paschensche Bezeichnung übernommen ist.

Mehrere Arbeiten beschäftigen sich mit Aufsuchung der umgekehrten Linien. Da diese bei Ca weniger Interesse für Aufstellung von Serien haben, begnügen wir uns damit, die Arbeiten anzugeben Bloch [254] Unter-Wasser-Funke, Sawyer und Becker [252], Hori [310], Petrikaln [319], Kichlu und Saha [329], Fukuda [323] in Explosionen. Siehe auch Walters und Barratt [343].

Untersuchungen über den Pol- und Druckeffekt bei Ca von Gale und Whitney, Whitney und von Miller sind in Band VII p. 167 besprochen. Ganz ähnliche Versuche hat jetzt Harris [278] ausgeführt mit im wesentlichen gleichen Resultaten, nur daß er größere Verschiebungen findet, als die früheren Autoren. Mohr [299], der mit Interferometer den Poleffekt mißt, erhält die gleichen Resultate wie Gale und Whitney und Harris.

Es sind mehrfach Intensitätsmessungen an Ca-Linien ausgeführt. Dorgelo [276] mißt das Verhältnis der drei Linien der Triplets bei den Erdalkalien und findet: $\frac{5}{2}:\frac{3}{2}:\frac{1}{2}$. In einer weiteren Arbeit [291] hat er die Intensitätsverhältnisse der Komponenten der Funkendublette der ersten und zweiten Nebenserie gemessen und die in einer früheren Arbeit gefundene Gesetzmäßigkeit wieder erhalten.

Frerichs [308] behandelt das Multiplett 6508—6439. Die Intensitätsverteilung stimmt einigermaßen mit der Theorie. Bleeker [399] vergleicht die Resonanzlinie mit anderen Linien.

Frisch [430] sucht nach Feinstruktur an den Linien $2\,{}^2S_{\frac{1}{2}} - 2\,{}^2P_{\frac{1}{2},\frac{3}{2}}$, λ 3968 und 3933, und findet sie einfach, was auf den Kerndrehimpuls $I = 0$ schließen läßt.

King [295] benutzt den Bogen mit außerordentlich starkem Strom. Er führt eine Reihe von Linien an, die sich unsymmetrisch nach Violett oder Rot verbreitern.

Zu Isotopen siehe Dempster [257] und einen verfehlten Versuch von Nagaoka und Sugiura [267].

Ramaneffekt. Den Smekal-Ramaneffekt an Calcium zu messen, ist natürlich mit sehr großen Schwierigkeiten verbunden, daher liegen auch keine derartigen Messungen vor. Doch die Halogenverbindungen, Sulfate, Nitrate, Nitrite und Carbonate von Ca sind sehr häufig und zum Teil erfolgreich untersucht worden. Während Daure [377] für flüssiges Calciumbromid und Calciumchlorid keine Ramanfrequenzen findet, geben Dickinson und Dillon [378], Ramaswamy [419] und Trumpy [440] für gesättigte Lösungen von $Ca(NO_3)_2$ als charakteristische Ramanfrequenzen im Mittel 721 und 1050 cm^{-1} an. Bär [374], Krishnamurti [418] und Gerlach [406] finden für wasserfreies kristallisiertes Calciumnitrat $\Delta\nu = 1064$ und für wasserhaltiges $\Delta\nu = 1045$. Gerlach beobachtet außerdem auch gelöstes Calciumnitrat und erhält eine Verschiebung der Ramanlinien mit zunehmender Konzentration. Calciumnitrit $Ca(NO_2)_2$ haben Dadieu, Jele und Kohlrausch [437] in 30%iger Lösung untersucht und folgende Ramanfrequenzen gemessen: $\Delta\nu = 596, 663, 716, 825, 1231$ und $1327\ cm^{-1}$. Für Calciumsulfatkristalle ($CaSO_4 + 2\,H_2O$) geben Krishnan [385], Schaefer, Matossi und Aderhold [392, 420], Hollaender und Williams [380], Nisi [388] und Krishnamurti [416] nach der Kristallpulvermethode ermittelte Ramanfrequenzen an, die zum Teil dem Kristallwasser und zum Teil dem SO_4-Ion zuzuordnen sind. Im Mittel betragen ihre Messungen: $\Delta\nu = 412, 489, 619, 670, 1009, 1132, 1596, 2174, 3137$ und 3404, doch sei dabei bemerkt, daß die Übereinstimmung der verschiedenen Messungen nur bei einigen Werten gut ist, während andere nur in einer der genannten

Arbeiten zu finden sind. Am häufigsten von allen Calciumverbindungen ist der Kalkspat $CaCO_3$ auf Ramaneffekt untersucht worden. Auch hier seien jedoch nur die Arbeiten angeführt und die nach diesen Arbeiten als wahrscheinlich gesichert zu betrachtenden Ramanfrequenzen zusammengestellt; denn es würde sicherlich zu weit führen jede dieser Messungen genau zu diskutieren. Von den Smekal-Ramaneffekt-Untersuchungen sind uns bekannt: Landsberg und Mandelstam [355, 356, 357], Wood [396], Cabannes [375], Kimura und Ushida [384], Nisi [387], Schaefer, Matossi und Aderhold [392, 420], Daure [376], Embirikos [404], Venkatesachar [441], Bhagavantam [426] und Rasetti [436]. Sie finden im Mittel folgende $\Delta\nu$-Werte: 147, 155, 161, 221, 282, 714, 771, 877, 1088, 1438, 1741, 7270, 7345, 7395, 7456, wobei die einzelnen Arbeiten verhältnismäßig gut übereinstimmende Werte bringen.

Röntgenspektrum.

An Untersuchungen des Emissionsspektrums seien zunächst die Arbeiten genannt, die sich nach der Plangittermethode mit der L-Reihe beschäftigen. Howe [381, 410] fand mit Hilfe von absoluten Messungen die Wellenlänge 39.63 Å für die Linie l (L_{III}—M_I), während Kellström [382, 383] für die gleiche Linie 40.90 Å, für die hier wesentlich schwächere α-Linie (L_{III}—$M_{IV,V}$) 36.27 Å angibt. Diese Zahlen sind jedoch auf den Larssonschen Wert für Al-Kα: 8.3229 Å und somit letzten Endes auf den üblichen Wert der Gitterkonstante des Kalkspates bezogen.

In der K-Reihe liegen Messungen von Siegbahn und Dolejšek [263] vor, an die Dolejšek [258], Druyvesteyn [322], Ortner [334] und Wetterblad [373] ihre Untersuchungen schwächerer Linien anschlossen. Die Werte sind in Tab. 1 wiedergegeben. Neuere Präzisionsmessungen erscheinen wünschenswert, da die Arbeit

Messungen mit Kristallgitter.
Wellenlängen in XE, bezogen auf Kalkspat: $d_{18^\circ} = 3029.45$.
$n=\infty$

Tabelle 1. Emission, K-Reihe.

Übergänge	Bezeichnung	i	Siegbahn u. Dolejšek [263]	Dolejšek [258]	Druyvesteyn [322]	Ortner [334]	Wetterblad [373]
KL_{II}	α_2	5	3354.95[1])	—	—	—	—
—	α_2'	00	—	3349	—	—	—
KL_{III}	α_1	10	3351.69	[3351.69]	—	—	—
Funkenl.	α'	00	—	3339.87	—	—	—
,,	α_3	00	—	3332.3	—	—	—
,,	α_4	00	—	3330.0	—	—	—
,,	β'	00	3091.1	—	—	—	—
$KM_{II, III}$	β_1	2	3083.43	—	[3083.43]	[3083.43]	[3083.43]
Funkenl.	β''	00	—	—	3079.7	3079.7	—
$KM_{IV, V}$	β_5	0	3069.1	—	[3069.1]	3068.1	3068.0[2])
Funkenl.	β'''	00	—	—	} 3044.3	—	3047.6
,,	β''''	00	—	—		—	3040.1

[1]) Nach Siegbahn, Spektroskopie der Röntgenstr., 2. Aufl., p. 170.
[2]) Aus der Differenz gegenüber der Bezugslinie.

von Siegbahn und Dolejšek bereits 1922 erschienen ist. — Stensson [245] gibt als Abstand für das $K\alpha_{1,2}$-Dublett den Wert 3.260 XE an, im übrigen ist diese Arbeit heute überholt. Der entsprechende Wert von Bäcklin [290] ist 3.28 XE. — Ferner machen Seljakow, Krasnikow und Stellezky [339] eine Untersuchung über die Linienstruktur, die bei $K\alpha_{1,2}$ ganz regelmäßig gefunden wird, während die Photometerkurven bei β_1 eine kurzwellige Komponente β'' zeigen.

Richtmyer [437] suchte vergeblich nach einem Einfluß der chemischen Bindung auf die Lage der Satelliten. Dagegen wurde ein solcher Einfluß auf die Lage der K-Absorptionskante von Lindh [282], Lindsay und van Dyke [315, 316] (die auch mehrere Kanten fanden) und Aoyama, Kimura und Nishina [321] festgestellt. Die Ergebnisse finden sich in Tab. 2—4. Die letztgenannten Autoren messen nicht die Kanten, sondern die durch geeignete Schichtdicke erhaltene Absorptionslinie.

Tabelle 2. K-Absorptionsgrenzen nach Lindh [282].

Substanz	λ	$\Delta\lambda$	Δ V (Volt)
Ca	3064.3	—	—
$CaCO_3$ (Kristall)	3060.5	3.8	5.0

Tabelle 3. Desgl. nach Lindsay und van Dyke [316].

Stelle	$CaCO_3$		$CaSO_4 \cdot 2\,H_2O$		CaF_2	
	λ	Δ V	λ	Δ V	λ	Δ V
(Hauptkante) A	3060.3	—	3059.1	—	3059.9	—
(Nebenkante) B	3050.2	13.3	3047.5	15.3	3047.8	16.0
„ C	3037.9	29.5	3035.3	31.6	3034.6	33.7
„ D	3023.3	49.1	—	—	3025.3	46.2

Tabelle 4. Desgl. nach Aoyama, Kimura und Nishina [321].

Substanz	K_1	K_2	Substanz	K_1	K_2
$CaCO_3$ Kalkspat	3057.7	3047.5	CaO	3057.3	?
„ synthetisch	3057.7	+	CaF_2	3056.3	+
„ Aragonit	3057.4	—	$CaCl_2 \cdot 6\,H_2O$	3057.6	—
„ Muschelschale	3057.2	+	CaS	3057.9	+
$(CaMg)CO_3$ Dolomit	3056.5	+	$Ca(COO)_2H_2O$	3057.1	—
$CaSO_4 \cdot 2\,H_2O$ Gips	3055.9	—	$Ca(H_2PO_4)_2H_2O$	3055.4	?
„ „ synthetisch	3056.0	—	$CaH_2PO_4 \cdot 2\,H_2O$	3055.6	?
$CaSO_4$ Anhydrid	3056.5	—	—	—	

Es bedeutet: + vorhanden, — nicht vorhanden, ? zweifelhaft.

Ferner erhielten Kievit und Lindsay [413] eine Anzahl deutlicher Sekundärabsorptionskanten bei dem reinen Element, die Tab. 5 wiedergibt. Die Einstel-

lung erfolgt bei ihnen auf die Stelle der beginnenden Schwärzungsänderung an der langwelligen Seite.

Tabelle 5. Sekundäre Absorptionskanten nach Kievit und Lindsay [413].

λ	3063.9	3059.0	3048.5	3041.8	3034.7	3014.2	2987.3	2959.9
Δ V	—	6.5	20.2	29.3	38.9	66.4	94.0	142

Es folgt schließlich die Zusammenstellung der Energieniveaus nach Siegbahn, dessen Linienbezeichnung hier allgemein benutzt wird, während die der Niveaus nach Bohr und Coster gewählt wurde.

Tabelle 6. Energiewerte der Röntgenniveaus nach Siegbahn[1]).

Röntgenniveau	K	L_{II}	L_{III}	$M_{II, III}$	$M_{IV, V}$
Opt. Symbol	$1^2S_{\frac{1}{2}}$	$2^2P_{\frac{1}{2}}$	$2^2P_{\frac{3}{2}}$	$3^2P_{\frac{1}{2}, \frac{3}{2}}$	$3^2D_{\frac{3}{2}, \frac{5}{2}}$
$\frac{\nu}{R}$	**297.4**[2])	25.8	25.5	1.9	0.4

2. Bandenspektren.

Es sind Bandenspektren von Verbindungen des Ca mit O, H, Cl, Br, I, F beobachtet und gemessen worden. Über Ca_2 und CaO liegen erwähnenswerte neue Spektraluntersuchungen nicht vor. Für CaO hat Birge [Int. crit. Tabl. 5 p. 412 1929] folgende Kantenformel aufgestellt:

$$\nu(v', v'') = 23057 + (740\,v' - 3.3\,v'^2) - (848\,v'' - 4\,v''^2).$$

CaH besteht aus mehreren Bandensystemen, die von Mulliken [300], Hulthén [326], Watson und Bender [424] und Grundström [431 und 408] eingehend untersucht worden sind. Mulliken [300] hat zuerst ein nach Violett abschattiertes Bandensystem bei 3536 genauer studiert und dazu eine Analyse der Rotations- und Oszillationsenergien gegeben. Dieses System besteht bei niedrigem Wasserstoffdruck nur aus einer (0.0) Bande mit einfachen P- und R-Zweigen, die mit P (12) resp. R (10) plötzlich abbrechen, wobei die letzten Linien stark gestört sind, was man zunächst als Dissoziation durch Rotation deutete. Bei höherem Druck (7 Atm.) lassen sich die Bandenlinien jedoch nach Grundström und Hulthén [408] bis K = 40 beobachten. In der Umgebung von K = 10 werden die Bandenlinien etwas diffus, was man auf eine Prädissoziation des Elektronenterms zurückführen kann.

Hulthén [326] untersucht außer dem violetten, mit C bezeichneten Bandensystem noch zwei im Roten liegende, A und B benannte Bandenfolgen, die Olmstedt bereits mit kleiner Dispersion gemessen hat. A-Kanten liegen bei 7035, 7028, 6921, 6903 und B-Kanten bei 6389, 6382 AE. Alle diese Banden sind nach Violett abschattiert. A besteht aus Dublettbanden mit P, Q und R-Zweigen. Im B-System hat jede

[1]) Spektroskopie d. Röntgenstr., 2. Aufl., Berlin 1931, p. 348.

[2]) Experimentell. Die Übrigen berechnet.

Bande zwei P- und R-Zweige und C besteht aus Banden mit nur einem P- und R-Zweige. A, B und C haben dasselbe Endniveau, das Hulthén mit N bezeichnet. Mulliken [363] befaßt sich ebenfalls mit den A- und B-Banden und bringt einige Korrekturen zu Hulthéns Angaben. Er meint, A sei wahrscheinlich die (0,0) Bande und B die (1,1), die dem Übergang $^2\Sigma \rightarrow {}^2\Sigma$ zuzuordnen sei. Watson und Bender [424] geben an, A sei einem $^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$- und B einem $^2\Sigma \rightarrow {}^2\Sigma$-Übergang zuzuschreiben. In A finden sie mehrere Satellitenzweige. Sie untersuchen ferner den Zeemaneffekt in diesen Banden in Feldern bis zu 30000 Gauß. Die Aufspaltungen sind zwar sehr kompliziert, entsprechen aber im allgemeinen der Theorie von Hill (Phys. Rev. **34** p. 1507 [1929)]. Delaup [350] hat ebenfalls diese roten Calciumhydridbanden in der ersten und zweiten Ordnung eines 7 m-Gitters in Magnetfeldern von 9000—23000 Gauß photographiert und gefunden, daß die Q_1 (1)-, Q_1 (2)- und P_1 (4)-Linien bei schwachen Feldern linear mit der Feldstärke in Dubletts aufspalten, und zwar stimmt die Größe der Aufspaltung mit der Formel von Van Vleck für den Fall loser Kopplung der Rotationsachsen überein, wonach die Aufspaltungen für diesen Fall gleich der doppelten normalen Aufspaltung sind. Bei starken Feldern waren genaue Messungen nicht möglich, weil die Aufspaltung die Größenordnung des Linienabstandes erreichte.

Hulthén (Ark. f. Mat., Astr. och Fysik, 21 Nr. 5, 1929) fügt in einer uns nicht zugänglichen Arbeit ein weiteres viertes Bandensystem D hinzu, dessen Banden zwischen 5000 und 4000 Å liegen und nach Rot abschattiert sind.

Grundström wiederholt seine früheren Untersuchungen [408] der Calciumhydridbanden in einer späteren Arbeit [431] bei höheren Wasserstoffdrucken. Dabei werden die roten Banden wesentlich stärker und zeigen mehr Bandenkanten. Er gibt für die D-Gruppe das folgende Kantenschema:

v″ \ v′	0	1	2	3
0	—	23608	24647	—
1	21236	22348	—	—
2	20043	21127	—	—
3	18860	—	—	—

Die (0.0) Bande fehlt, während die hier angeführten Banden R_1-, R_2- und P_1-, P_2-Zweige zeigen, die mit großer Intensität einer Grenze zulaufen, wo sie dann plötzlich abbrechen. Die Wirkung des Druckes auf die A-Gruppe ist deutlich sichtbar; dabei werden von Mulliken vorhergesagte und von Watson gefundene Satellitenserien der P-Zweige sehr intensiv. Grundström findet auch noch Kanten zu A, die die Gruppe $\Delta\nu = -1$ bilden, nämlich: 7654 $(0 \rightarrow 1)$, 7611 $(1 \rightarrow 2)$, 7569 $(2 \rightarrow 3)$. Besonders deutlich zeigen sich die Druckwirkungen an den C-Banden, wo sich, wie bereits weiter oben ausgeführt wurde, gewisse Prädissoziationserscheinungen zeigen. Die nach Mulliken einfache Bande λ 3509 wird ergänzt durch eine $(0 \rightarrow 1)$ Bande bei 3696.6, bei der auch das plötzliche Abbrechen des R- und P-Zweiges auftritt. Bei Drucksteigerung verlängert sich $(0 \rightarrow 0)$, neue Bandenkanten $\Delta\nu = 0$ treten auf und auch eine neue Gruppe $\Delta\nu = 1$. Die bei höheren Drucken gefundenen C-Banden, die übrigens einem $^2\Sigma^{**} \rightarrow {}^2\Sigma$-Übergang zukommen, sind im folgenden Kantenschema zusammengestellt.

v'' \ v'	0	1	2	3	4	5
0	28291.7	29686.3	—	—	—	—
1	27044.2	2843.2	29786.6	—	—	—
2	—	—	28578.9	29873.3	—	—
3	—	—	—	28710.9	29952.9	—
4	—	—	—	—	—	30014.1

b) Haloidverbindungen.

Diese Spektren sind auch heute noch trotz mancher Untersuchungen als ungeklärt zu bezeichnen. Unter den neuen Angaben seien zuerst Walters und Barratt [372] genannt, welche die Banden in Absorption beobachten. Für das Chlorid, Bromid, Jodid geben sie lange Listen der gemessenen Kanten. In allen Fällen seien drei Gruppen vorhanden, deren erste und dritte nach Violett abschattiert sind, die zweite nach Rot. Beim Chlorid sind die Grenzen der Gruppen 6350—5810, 3994—3671, 3238—2918; beim Bromid: 6390—6004, 3996—3910, 2967—2890; beim Jodid: 6909—6268, 4334 bis 4211, 3266—3129.

Eine zweite Untersuchung liefert Hedfeld [433]. Er benutzt als Lichtquelle teils den Bogen, der aber nur die Chloridbanden gut liefert, teils wie Olmstedt eine Gebläseflamme, in welche Papierrollen eingeschoben werden, die mit dem Salz gefüllt sind. Seine Untersuchungen beziehen sich auf längere Wellenlängen, während Olmstedt vorwiegend kürzere betrachtete. Da er ein 3.5 m-Gitter verwendet, kann er die Banden besser auflösen, aber auch so ist nur von Kanten die Rede, nicht von Einzellinien. Er glaubt, daß die von ihm gemessenen und die Olmstedtschen Banden den gleichen Endzustand haben, der eine $^2\Pi$-Termkombination sei, während als angeregte Zustände wahrscheinlich $^2\Sigma_1^3$-Terme vorliegen. Isotopieeffekte sind meßbar; meist haben sogar beide Atome Isotopen, so daß man eine Spaltung in 3 Linien erwarten kann. — Beim Chlorid findet er P- und Q-Kantenzweige die er von 6366 bis 6048, resp. 6353 bis 6046 mißt. Vom 10. Gliede an war die Chlorisotopie zu erkennen. Die Banden sind nach Violett abschattiert. — Dann untersucht er noch eine im Gelbroten liegende Bandengruppe zwischen 6067 und 5809, deren Einzelbanden auch nach Violett abschattiert sind, während die ganze Gruppe nach Rot läuft. Hier ist die Cl-Isotopie besonders gut zu erkennen. In gleicher Weise werden die roten Bromidbanden behandelt, deren P- und Q-Zweige er zwischen 6286 und 6164 mißt. Vom Jodid dagegen können nur ganz kurze Stücke zwischen 6513 und 6258 gemessen werden.

Am eingehendsten sind von jeher die Fluoridbanden untersucht worden. Jetzt liegt eine neue Untersuchung von Johnson [352] vor, der die Fluoride von Ca, Sr, Ba nach der Quantenmethode behandelt. Er mißt die meisten Kanten neu, gibt Formeln für die verschiedenen Bandenserien, bespricht das Auftreten von „Schwänzen" bei ihnen usw. Es würde zu weit führen, die Resultate im einzelnen anzugeben. Die größere und rote Gruppe schreibt er $2\,^2\Sigma \rightarrow 1\,^2\Sigma$ und $2\,^2\Pi \rightarrow 1\,^2\Sigma$ Übergängen zu, während man das dritte violette CaF-Bandensystem zwischen 3350 und 3500 AE als $3\,^2\Sigma \rightarrow 1\,^2\Sigma$ deuten kann, so daß alle drei Systeme denselben Grundzustand $1\,^2\Sigma$ haben. Aus Johnsons Analyse ergeben sich folgende Molekülkonstanten für CaF.

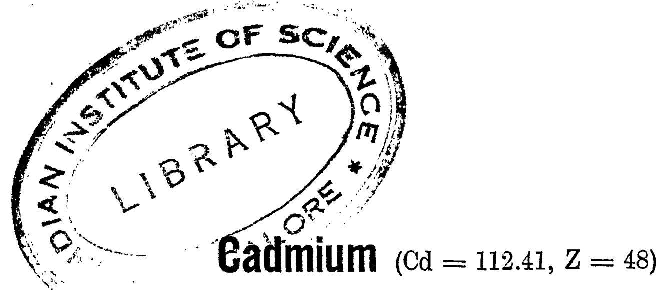
Term	A_0	ω_0	$\omega_0 x$	$\omega_0 y$
$1\,^2\Sigma$	—	583.63	2.548	?
$2\,^2\Pi_{\frac{1}{2}}$	16485.13	588.534	3.3341	+ 0.061866
$2\,^2\Pi_{\frac{3}{2}}$	560.17	590.285	3.1057	+ 0.005053
$2\,^2\Sigma$	18888.14	563.388	1.7160	— 0.02245
$3\,^2\Sigma$	29252.37	488.705	2.5632	— 0.03825

Harvey und Jenkins [409] untersuchen CaF in Emission und Absorption mit großer Dispersion und stellen einige Ungenauigkeiten in Johnsons Analyse fest, die darin bestehen, daß der Abstand Kante—Nullinie bei diesen Banden zu groß ist, um vernachlässigt zu werden. In zwei weiteren Arbeiten [432 und 432a] bestätigt Harvey die Termdeutung Johnsons und bestimmt aus Kombinationsbeziehungen für den tieferen Term $^2\Sigma$ das Trägheitsmoment des CaF-Moleküls zu $I_0'' = 86 \cdot 10^{-40}$ und den dazugehörigen Kernabstand $r_0'' = 2{,}0 \cdot 10^{-8}$ cm. v. Mathes [434] mißt Zeeman-Aufspaltungen an einigen Kanten dieser Banden und deutet sie unter Bezugnahme auf die von Mecke, Zs. f. Phys. **42** p. 390—425 (1927), entwickelte Theorie als Mittelwerte der an den unaufgelösten Bandenlinien hoher Ordnungszahl auftretenden Aufspaltungen. Sie stellen demnach Dubletts der π- und σ-Komponenten von der Größe $2\,\Delta\nu_n$ dar.

Mit der ultravioletten Absorption von Calciumhalogenlösungen befassen sich Getman [293], Viterbi [342], Koczkas [414] und andere Autoren, die in der Arbeit [414] zitiert werden, deren nähere Besprechung hier jedoch zu weit führen würde. Ebenso können wir hier nicht näher auf die zahlreichen Arbeiten ins Einzelne eingehen, die sich mit den violetten und ultravioletten Lumineszenzbanden der Calciumphosphore, der Calciumoxydphosphore, der CaSrS-Samarium-Mischphosphore, der Calciumsulfidverbindungen und des Calciumwolframats befassen. Zu ihnen gehören: Schmidt [338], Schellenberg [367, 438], Fravniček [341, 371], Swindells [369], Bandow [398, 345], Boissevain und Drea [347], Rumpf [366], Schleede und Tsao [393], Goyle und Singh [407], Karlik [411] und Schirow [421].

Schließlich sei noch kurz auf einige neuere ultrarote Absorptionsmessungen am Kalkspat hingewiesen, worüber zuerst Schaefer, Bormuth und Matossi (Zs. f. Phys. **39** p. 648 [1926]) genauere Werte für den Spektralbereich oberhalb 2 μ mitteilen. Sie glauben, das ultrarote Spektrum des $CaCO_3$ vorteilhaft in 2 Teile einteilen zu können: einen kurzwelligeren ($2 - 7\,\mu$), der als sogenannte „innere" Schwingung der CO_3-Gruppe zuzuordnen sei, und den langwelligeren Teil, der nur unter Zuhilfenahme der „äußeren" Schwingung erklärt werden könne. Taylor [370] glaubt, daß eine Anzahl der von den vorgenannten Autoren gefundenen Oberschwingungen nicht real sei; sondern durch Interferenzen an der dünnen Kristallplatte vorgetäuscht sei, da es ihm gelungen sei, die wirklichen Absorptionsbanden durch Experiment festzustellen und einzuordnen. Die weiter hierher gehörenden Arbeiten von Plyler [391] und Ellis [403] bringen eine genaue Absorptionsuntersuchung des Kalkspats im kurzwelligen Ultrarot zwischen 1 und 3 μ.

Abgeschlossen am 1. 4. 32.



Cadmium (Cd = 112.41, Z = 48)

Isotopen nach fallenden Intensitäten geordnet: 114, 112, 110, 113, 111, 116.

Literatur.

[229] A. de Gramont, Sur les spectres d'arc direct des métaux à point de fusion peu élevé. C. R. **170** p. 31—38 (1920).

[230] L. et E. Bloch, Spectres d'étincelle dans l'eau. J. de Phys. et le Rad. (6) **3** p. 309—325 (1922). C. R. **174** p. 1456—1457 (1922).

[231] A. Campetti e A. Corsi, Sugli spettri di scintilla mediante la fiamma. N. Cim. (6) **24** p. 117—127 (1922).

[232] E. Carter, The vacuum spark spectra of the metals. Astrophys. J. **55** p. 162—165 (1922).

[233] D. Coster, On the spectra of X-rays and the theory of atomic structure. Phil. Mag. (6) **43** p. 1070—1107 (1922) und (6) **44** p. 546—573 (1922).

[234] F. Croze, Sur la place des raies ultimes des éléments dans les séries spectrales et sur leurs rapports avec les raies de résonance. C. R. **175** p. 1143—1146 (1922).

[235] G. A. Hemsalech and A. de Gramont, Observations and experiments on the occurrence of spark lines (enhanced lines) in the arc. Part. II. Phil. Mag. (6) **43** p. 834—871 (1922).

[236] Erik Hulthén, Kombinationsprinzip und einige neue Bandentypen. Zs. f. Phys. **11** p. 284—293 (1922).

[237] Erik Hulthén et Ernst Bengtsson, Recherches sur les spectres de bandes du cadmium. C. R. **175** p. 423—426 (1922).

[238] Stephan van der Lingen, Die elektrodenlose Entladung des Quecksilberdampfes und des Cadmiumdampfes. Zs. f. Phys. **8** p. 145—151 (1922).

[239] M. Maggini, Dispersione anomala di vapori „triple regolari". N. Cim. (6) **24**, p. 181—201 (1922).

[240] W. F. Meggers and Keivin Burns, Notes on standard ware-length, spectrographs and spectrum tubes. Sc. Pap. Bur. Stand Nr. 441 Bullet. **18** p. 185—199 (1922).

[241] W. F. Meggers. 1921 report of comittee on standard ware lengths. J. opt. Soc. **6** p. 135—139 (1922).

[242] H. D. Babcock, A determination of $\frac{e}{m}$ from measurements of the Zeeman effect. Astroph. J. **58** p. 149—163 (1923). Phys. Rev. (2) **22** p. 201 (1923).

[243] F. Back, Zur Kenntnis des Zeemaneffektes. Ann. d. Phys. (4) **70** p. 333—373 (1923).

[244] Erik Hulthén, Über die Kombinationsbeziehungen unter den Bandenspektren. Dissert. Lund 1923.

[245] L. Janicki und E. Lau, Über den Einfluß metallischer Oberflächen auf die Spektren von Hg, Cd, He und O. Ann. d. Phys. (4) **71** p. 562—566 (1923).

[246] A. Kratzer, Die Feinstruktur einer Klasse von Bandenspektren. Ann. d. Phys. (4) **71** p. 72—103 (1923).

[247] A. Kratzer, Über das Kombinationsprinzip und eine neue Klasse von Banden. Zs. f. Phys. **13** p. 82—84 (1923).

[248] A. Pérard, Étude de quelques radiations du neon en vue de leur application à la métrologie. C. R. **176** p. 375—377 (1923).

[249] St. Procopiu, Sur les spectres d'arc des métaux. . . . C. R. **176** p. 385—388 (1923).

[250] St. Procopiu, Sur l'aspect des raies de flammes, d'arc et d'étincelle dans les spectres d'arc des métaux, dans le vide. C. R. **176** p. 504—507 (1923).

[251] T. Takamine and M. Fukuda, Spectra of constricted arc of metals. Japan. J. of Phys. **2** p. 111—119 (1923).

[252] F. W. Aston, The mass spectra of cadmium, tellurium and bismuth. Nat. **114** p. 317 (1924). Siehe auch Phil. Mag. (6) **49** p. 1191 (19).

[253] H. B. Dorgelo, Die Intensität mehrfacher Spektrallinien. Zs. f. Phys. **22** p. 170—177 (1924).

[254] M. Kimura and G. Nakamura, Cathode spectra of metals and their salts. Japan. J. of Phys. **3** p. 29—41 (1924).

[255] M. Kimura and G. Nakamura, A classification of enhanced lines of various elements. Japan. J. of Phys. **3** p. 197—215 (1924).

[256] M. Kimura, A classification of enhanced lines . . . II. Japan. J. of Phys. **3** p. 217—225 (1924).

[257] M. Kimura and G. Nakamura, Cathode spectra of metals. Japan. J. of Phys. **3** p. 43—44 (1924).

[258] Karl Lang, Messung von Röntgennormalen. Ann. d. Phys. (4) **75** p. 489—512 (1924).

[259] R. J. Lang, On the ultra-violet spark spectra of some metals. Phil. Trans. A **224** p. 371—419 (1924).

[260] R. S. Mulliken, The isotope effect as a means of identifying the emitters of band spectra . . . Nat. **113** p. 489 (1924).

[261] H. Nagaoka and Y. Sugiura. Distribution of electric field in metal arcs and the Stark effect observed in arcs of silver, copper, magnesium, chromium, nickel, cobalt, iron and ten other metals. Jap. J. of Phys. **3** p. 45—73. (1924).

[262] A. D. Power, Resonance radiation from Cadmium vapor. Phys. Rev. (2) **23** p. 293 (1924).

[263] St. Procopiu, Sur la largeur des raies du spectre de l'arc électrique à diverses pressions. J. de phys. et le Radium (6) **5** p. 220—224 (1924).

[264] St. Procopiu, Sur les spectres de l'arc . . . Ann. de Phys. (10) **1** p. 89—133 (1924).

[265] H. M. Randall and W. N. St. Peter, The infra-red line spectra of zinc and cadmium. Phys. Rev. (2) **23** p. 766 (1924).

[266] B. B. Ray, On the irregularity of the $L\alpha$-doublet in the X-ray spectra. Phil. Mag. (6) **48** p. 707—711 (1924).

[267] A. E. Ruark, Multiple electron transitions and non-Ritzian spectral terms. Sc. Pap. Bur. Stand. June 24 (1924).

[268] V. Sugiura, On the doublets and triplets in the spectra of different elements. Jap. J. of Phys. **3** p. 155—185 (1924).

[269] Hildegard Stücklen, Der Absorptionssprung des neutralen und des ionisierten Cadmiumatoms im Unterwasserfunken. Zs. f. Phys. **30** p. 24—37 (1924).

[270] P. Wallerath, Beitrag zur Erweiterung und Verbesserung des Systems sekundärer Wellenlängennormalen. Ann. d. Phys. (4) **75** p. 37—74 (1924).

[271] F. L. Brown and J. W. Beams jr., The order of appearance of certain lines in the spark spectra of cadmium and magnesium. J. Opt. Soc. Amer. **11** p. 11—15 (1925).

[272] P. D. Foote, T. Takamine and R. L. Chenault, The excitation of forbidden spectral lines. Phys. Rev. (2) **26** p. 165—175 (1925). Nature **115** p. 265 (1925).

[273] M. Fukuda, Change of ware-length for certain lines of zinc, cadmium and mercury in a condensed discharge. Sc. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. **3** p. 183—192 (1925).

[274] E. Hulthén, Some relations between the band spectra of zinc, cadmium and mercury and their atomic spectra. Nat. **116** p. 642 (1925).

[275] Georg Joos, Gesetzmäßigkeiten in der Hyperfeinstruktur von Spektrallinien. Physik. Zs. **26** p. 380—382 (1925).

[276] W. Kapuściński, The fluorescence of cadmium vapour. Nat. **116** p. 170 u. 863—864 (1925).

[276a] A. Leide, Experimentelle Untersuchungen über Röntgenspektra. K-Serie. Diss. Lund (1925).

[277] A. D. Power, The fluorescence of cadmium vapor. Phys. Rev. (2) **26** p. 761—764 (1925).

[278] A. E. Ruark and Roy L. Chenault, Stages in the excitation of the spectra of cadmium. J. Opt. Soc. Amer. **10** p. 655—659 (1925).

[279] A. E. Ruark and Roy L. Chenault, Fine structure of spectrum lines. Phil. Mag. (7) **1** p. 937—956 (1925).

[280] A. E. Ruark, Multiple electron transition and primed spectral terms. J. Opt. Soc. Amer. **11** p. 199—211 (1925).

[281] G. von Salis, Die ersten Funkenspektra von Zink und Cadmium. Ann. d. Phys. (4) **76** p. 145—162 (1925).

[282] R. A. Sawyer and N. C. Beese, A pp' group in the arc spectra of zinc and cadmium. Nat. **116** p. 936—937 (1925).

[283] Sinclair Smith, A study of electrically exploded wires. Astroph. J. **61** p. 186—203 (1925).

[284] A. Terenin, Anregung von Atomen und Molekülen zur Lichtemission durch Einstrahlung. I. Zs. f. Phys. **31** p. 26—49 (1925).

[285] J. W. Beams, The time interval between the appearance of spectrum lines . . . Phys. Rev. (2) **28** p. 475—480 (1926). Siehe auch ibid. (2) **27** p. 805 (1926).

[286] Felix Esclangon, Séparation des spectres des divers ordres du cadmium. J. de Phys. et le Rad. (6) **7** p. 52—58 (1926).

[287] J. S. Bowen, Vacuum spectroscopy. J. Opt. Soc. Amer. **13** p. 89—93 (1926).

[288] Fr. L. Brown, Comparison of the red cadmium line in the vacuum arc and in the discharge tube. J. Opt. Soc. Amer. **13** p. 189—192 (1926).

[289] C. Coster und F. P. Mulder, Über die Röntgenniveaus der Elemente Cu (29) bis La (57). Zs. f. Phys. **38** p. 264—279 (1926).

[290] Charles Deppermann, Some studies of the Stark effect. Astroph. J. **63** p. 33—47 (1926).

[291] John G. Frayne and Alpheus W. Smith, The absorption spectra of the vapours of Zn, Cd, Pb, Sn, Bi and Sb. Phil. Mag. (7) **1** p. 732—737 (1926).

[292] Y. Fujioka, Effect of electric field on the spectral lines of zinc and cadmium. Sc. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. **5** p. 45—53 (1926).

[293] F. Fukuda, On the new lines ($1S—2p_{1,3}$) of zinc, cadmium and mercury. Sc. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. **4** p. 171—176 (1926).

[294] M. Fukuda, T. Kuyama, Y. Uchida, The spectra of metals under heavy current excitation. Sc. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. **4** p. 177—188 (1926).

[295] M. Fukuda, The change of the wave-length of the cadmium red line (λ 6438 A). Sc. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. **4** p. 167—170 (1926).

[296] T. Hori, On the absorption spectra produced by the explosion of various elements. Sc. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. **4** p. 59—78 (1926).

[297] W. Kuhn, Die Stärke der anomalen Dispersion in nicht leuchtendem Dampfe von Thallium und Cadmium. Dansk. Vid. Selsk. Math.-fys. Medd. **7** 87 S. (1926).

[298] W. Kuhn, Intensität von Absorptionslinien in Cadmiumdampf. Naturwissensch. **14** p. 48—49 (1926).

[299] Arvid Leide, Messungen in der K-Serie der Röntgenspektren. Zs. f. Phys. **39** p. 686—710 (1926).

[300] Walter A. Mc Nair, Fine structure of certain lines and energy levels of cadmium. Phil. Mag. (7) **2** p. 613—622 (1926). Proc. Nat. Acad. Amer. **12** p. 555—556 (1926).

[301] Robert S. Mulliken, Systematic relation between electronic structure and band-spectrum structure in diatomic molecules. Proc. Nat. Acad. **12** p. 144—151, 151—158 (1926).

[302] Hantaro Nagaoka and Tadeo Mishima, Fine structure of cadmium lines. Proc. Imp. Acad. Tokyo **2** p. 201—203 (1926).

[303] K. Robertson, A method for exciting spectra of certain metals. Phil. Mag. (7) **1** p. 752—761 (1926).

[304] K. A. Sawyer, On the deep lying terms in two- and three-valence electron system spectra. J. Opt. Soc. Amer. **13** p. 431—442 (1926).

[305] J. L. Snock und T. Bouma, Intensitätsverteilung in der Feinstruktur (Trabanten) des Cadmiumtripletts $2p_1—2s$. Zs. f. Phys. **38** p. 368—369 (1926).

[306] R. W. Wood, Note on the structure of the cadmium and zinc resonance lines. Phil. Mag. (7) **2** p. 611—612 (1926).

[307] M. J. Druyvesteyn, Das Röntgenspektrum zweiter Art. Zs. f. Phys. **43** p. 707—725 (1927).

[308] George D. van Dyke and George A. Lindsay, L x-ray absorption edges of Sn (50), Zn (49), Cd (48), Ag (47), Pd (46), Rh (45) and Ru (44). Phys. Rev. (2) **30** p. 562—566 (1927); (2) **29** p. 205—206 (1927).

[309] E. Hulthén, Feinstruktur und Elektronenterme einiger Bandenspektren. Zs. f. Phys. **45** p. 331—337 (1927).

[310] M. Fukuda, Reversed spectra of metals produced by explosion under increased pressure. Sc. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. **6** p. 1—47 (1927).

[311] *Alexander Jablonski, Sur le spectre de fluorescence et d'absorption de la vapeur de Cadmium. Krakauer Anz. 1927 p. 473—487; Physik. Ber. **6** p. 1447.

[312] A. Jablonski, Über die Bandenabsorption und Fluoreszenz des Cadmiumdampfes. Zs. f. Phys. **45** p. 878—891 (1927).

[313] Axel Jönsson, Beitrag zur Kenntnis der Intensitäten in der L-Röntgenreihe. Zs. f. Phys. **41** p. 221—229 (1927).

[314] W. Kapuściński, Die Linienfluoreszenz des Cadmiumdampfes. Zs. f. Phys. **41** p. 214 bis 220 (1927).

[315] *W. Kapuściński, Sur la fluorescence de la vapeur de cadmium. C. R. Soc. Polon. de Phys. **8** p. 5 (1927); Bull. de l'acad. Polon. 1927.

[316] P. K. Kichlu and M. Saha, On the explanation of spectra of metals of group II. Phil. Mag. (7) **4** p. 193—207 (1927).

[317] Wali Mohammad and S. B. L. Mathur, On the fine structure of the spectrum lines of cadmium in the ultra-violet. Phil. Mag. (7) **4** p. 121—120 (1927).

[318] F. L. Mohler and H. R. Moore, Absorption spectra of mercury, cadmium and zinc at high pressure. J. Opt. Soc. Amer. **15** p. 74—81 (1927).

[319] Hantaro Nagaoka, Daizo Nukiyama and Tatsugoro Futayami, Instantaneous spectrograms . . . . Proc. Imp. Acad. Tokyo **3** p. 319—333 (1927).

[320] Walter A. Mac Nair, Secondary radiation and polarization of resonance radiation in cadmium. Phys. Rev. (2) **29** p. 677—682 (1927).

[321] [292] L. S. Ornstein und B. C. Burger, Intensität verbotener Multipletts. Naturw. **15** p. 670—671 (1927).

[322] Annelise Schrammen, Die Hyperfeinstruktur der Terme des Cadmiumspektrums. Ann. d. Phys. (4) **83** p. 1161—1199 (1927).

[323] Paul Soleillet, Influence du champ magnétique sur la polarisation de la radiation de résonance du cadmium. C. R. **185** p. 198—199 (1927).

[324] John R. Bates, The quenching of cadmium resonance radiation. Proc. Nat. Acad. **14** p. 849—852 (1928).

[325] Rudolf Frerichs, Stoß zweiter Art, Anregung und Wiedervereinigung in der Glimmentladung. Ann. d. Phys. (4) **85** p. 362—380 (1928).

[326] P. C. Gibbs and H. E. White, Certain multipletts of Cd III and In IV. Phys. Rev. (2) **31** p. 776—781 (1928) und p. 707.

[327] W. de Groot, Die ultraviolette Bande des Cadmium bei 2000 A. Naturw. **16** p. 101 (1928).

[328] Alexander Jablonski, Sur l'absorption à spectre de bandes de la vapeur de cadmium. Krakauer Anz. (A) p. 163—170, Nr. 4/5 (1928). C. R. Soc. Polon. de Phys. **3** p. 357—316 (1928).

[329] *J. C. Mc Lennan, A. B. Mc Lay, M. F. Crawford, On the second spark spectrum of cadmium. Trans. Canada (3) **22** III p. 45—54 (1928).

[330] Gordon L. Locher, The time intervals between the appearance of spectral lines . . . . J. Opt. Soc. Amer. **17** p. 91—101 (1928).

[331] M. Miyanishi, The nature of streamers in electric sparks. Japan. J. of Phys. **5** p. 67—82 (1928).

[332] M. Miyanishi, Spectra of various metals emitted from arcs in chlorine atmospheres. Japan. J. of Phys. **4** p. 119—131 (1928).

[333] Robert S. Mulliken, Electronic states and bandspectrum structure in diatomic molecules. VII. Phys. Rev. (2) **32** p. 388—416 (1928).

[334] J. Okubu and H. Hamada, Metallic spectra excited by active nitrogen. Phil. Mag. (7) **5** p. 372—380 (1928).

[335] K. A. Sawyer and C. J. Humphreys, The spectra of cadmium II, arsenic V and selenium V. Phys. Rev. (2) **31** p. 1123 (1928).

[336] Annelise Schrammen, Die Struktur der Grundlinie und einiger anderer Linien des Cadmiumspektrums. Ann. d. Phys. (4) **87** p. 638—652 (1928).

[337] Paul Soleillet, Polarisation des radiations de resonance du cadmium. C. R. **187** p. 212—214 (1928).

[338] J. M. Walter and S. Barratt, The band spectra associated with zinc, cadmium and mercury. Proc. Roy. Soc. A **122** p. 201—210 (1929).

[339] J. M. Walter and S. Barratt, Spectra of intermetallic compounds. Nat. **122** p. 684—685 (1928).

[340] R. K. Waring, Absorption bands in the spectra of mixtures of metallic vapors. Phys. Rev. (2) **32** p. 435—442 (1928).

[341] A. P. Weber, Eine neue Methode höchster Genauigkeit zur interferometrischen Wellenlängenmessung . . . Physik. Zs. **29** p. 233—234 (1928).

[342] E. Wieland, Verbindungsspektren der Halogensalze von Quecksilber, Cadmium und Zink. Helv. Phys. Acta **1** p. 442—443 (1928).

[343] Richard M. Badger, Flammenfluoreszenz und die Auslöschung von Fluoreszenz in Gasgemischen bei hohem Druck. Zs. f. Phys. **55** p. 56—64 (1929).

[344] S. Barratt, The spectra of metal molecules. Trans. Farad. Soc. **25** p. 628—780 (1929).

[345] Ernst Bengtsson und Ragnar Rydberg, Über neue Cadmiumhydridbanden im Ultraviolett. Zs. f. Phys. **57** p. 648—657 (1929).

[346] Henry Crew, On the influence of a hydrogen atmosphere upon the arc spectra of certain metals. Phil. Mag. (7) **7** p. 312—316 (1929).

[347] A. Ellet, Polarisation of cadmium resonance radiation $1^1S_0—2^3P_1$ 3261 A. Phys. Rev. (2) **33** p. 124 (1929).

[348] S. Goudsmit, Gibt es eine Isotopenverschiebung im Cadmiumspektrum? Naturw. **17** p. 805—806 (1929).

[349] S. Goudsmit and R. F. Bacher, Separations in hyperfine structure. Phys. Rev. (2) **34** p. 1501—1506 (1929).

[350] A. Jabłoński, Sur un système de bandes d'absorption de la vapeur de cadmium. C. R. Soc. Pol de phys. **3** p. 357—366 (1929).

[351] W. Kapuściński et A. Jabłoński, Über die Träger der im Cadmiumdampf beobachteten Absorptions- und Fluoreszenzbanden. C. R. Soc. Polon. de Phys. **4** p. 305—309 (1929). Zs. f. Phys. **57** p. 692—695 (1929).

[352] R. J. Lang, On the spectra of Zn II, Cd II, In III and Sn IV. Proc. Nat. Acad. **15** p. 414—418 (1929).

[353] J. C. Mc Lennan and E. J. Allin, The fine structure of spectral lines. Phil. Mag. (7) **8** p. 515—520 (1929).

[354] Heinz-Theodor Meyer, Über die Intensität der K-Linien des Röntgen-Spektrums in Abhängigkeit von der Ordnungszahl. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konzern **7** p. 108—162 (1929).

[355] H. Nisi, The Raman spectra of some compounds containing $S_m O_n$-or RO_4-group. Jap. J. Phys. **5** p. 119—137 (1929).

[356] T. K. Richtmyer, Satellites of certain X-ray lines. Phys. Rev. (2) **33** p. 291—292 (1929).

[357] T. K. Richtmyer and R. D. Richtmyer, The satellites of the X-ray lines L_α, $L_{\beta 1}$ and $L_{\beta 2}$. Phys. Rev. (2) **34** p. 574—581 (1929).

[358] H. Schüler und H. Brück, Über Hyperfeinstrukturen in Triplettspektren und ihre Bedeutung für Bestimmung von Kernmomenten. Zs. f. Phys. **56** p. 291—296 (1929).

[359] H. Schüler und H. Brück, Über Hyperfeinstrukturen und Kernmomente. Zs. f. Phys. **58** p. 735—741 (1929).

[360] E. W. H. Selwyn, Arc spectra in the region λ 1600—2100. Proc. Phys. Soc. London **41** p. 392—403 (1929).

[361] Yutaka Takahashi, Die ersten Funkenspektren von Zink und Cadmium. Ann. d. Phys. (5) **3** p. 27—48 (1929).

[362] J. Valasek, Precision measurements in the K-series of the elements 48 Cd and 49 Zn. Phys. Rev. (2) **34** p. 1231—1233 (1929).

[363] H. E. White, Interpretation of hyperfine structure in spectral terms. Phys. Rev. (2) **34** p. 1404—1410 (1929).

[364] K. Wieland, Bandenspektra der Quecksilber-, Cadmium- und Zink-Halogenide. Helv. phys. acta **2** p. 46—76, 77—94. Berichtigung p. 144 (1929).

[365] J. G. Winans, The energies of dissociation of cadmium and zinc molecules from an interpretation of their bandspectra. Phil. Mag. (7) **7** p. 555—565 (1929). Nat. **123** p. 279 (1929).

[366] J. G. Winans, Flutings in the absorption spectrum of a mixture of mercury and cadmium vapours. Phil. Mag. (7) **7** p. 565—666 (1929).

[367] C. L. Albricht, Hyperfine structure of some cadmium lines and the hypothesis of molecular spin. Phys. Rev. (2) **36** p. 847—854 (1930).

[368] S. Barratt and A. R. Bonar, The band spectra of cadmium and bismuth. Phil. Mag. (7) **9** p. 519—524 (1930).

[369] Paul Bender, Effect of gases on the optically excited Cd I spectrum. Phys. Rev. (2) **36** p. 1535—1542 (1930).

[370] Paul Bender, Optical excitation of cadmium hydride and zinchydride bands. Phys. Rev. (2) **36** p. 1543—1552 (1930).

[371] H. Braune und G. Engelbrecht, Über den Ramaneffekt an Lösungen von $HgCl_2$ und $HgBr_2$. Zs. f. phys. Chem. **10** p. 1—6 (1930).

[372] De Ver Colson, Voltage-intensity relations of the cadmium spectra. Phys. Rev. (2) **35** p. 294 (1930).

[373] N. Embirikos, Über den Ramaneffekt bei kristallisierten und gelösten Sulfaten und Carbonaten. Zs. f. Phys. **65** p. 266—269 (1930).

[374] P. Krishnamurti, The Raman effect in crystal powders of inorganic nitrates. Indian J. of Phys. **5** p. 1—2 (1930).

[375] P. Krishnamurti, Raman spectra of crystalline inorganic chlorides. Indian J. of Phys. **5** p. 113—128 (1930).

[376] P. Krishnamurti, Raman effect in some crystalline inorganic sulphates. Indian J. of Phys. **5** p. 183—191 (1930).

[377] Allan C. G. Mitchell, Polarisation of sensitized fluorescence. J. Franklin Inst. **209** p. 747—756 (1930).

[378] S. Mrozowski, Über die Bandenspektra der Zink- und Cadmiumdämpfe. Zs. f. Phys. **62** p. 314—330 (1930).

[379] C. Ramaswamy, Raman spectra of inorganic sulfates and nitrates. Indian J. of Phys. **5** p. 193—206 (1930).

[380] C. Schaefer, F. Matossi und H. Aderhold, Untersuchungen über den Ramaneffekt an Kristallen. Zs. f. Phys. **65** p. 289—318 (1930).

[381] F. Stark, Über den Zeemaneffekt der Hyperfeinstruktur. Physik. Zs. **31** p. 375 (1930).

[382] Erik Svensson, Untersuchungen über das Bandenspektrum des Cadmiumhydrids. Zs. f. Phys. **59** p. 333—352 (1930).

[383] B. Venkatesachar, The fine structure of spectral lines in relation to selective absorption. S. A. Proc. **17.** Ind. Science Congr. p. 63—91 (1930).

[384] William W. Watson, The Zeeman effect in the ZnH and CdH bands. Phys. Rev. (2) **36** p. 1134—1143 (1930).

[385] J. G. Winans and R. Rollefson, The energy of dissociation of normal Cd_2. Phys. Rev. (2) **35** p. 1436 (1930).

[386] J. G. Black and W. G. Nash, The effect of hydrogen upon the intensity of the spectra of zinc, cadmium and mercury (Abstr.). Phys. Rev. (2) **37** p. 468 (1931).

[387] K. Butkow, Absorptionsspektren einiger Quecksilber- und Cadmiumhalogenide im Dampfzustand. Zs. f. Phys. **71** p. 678—689 (1931).

[388] H. Hamada, On the molecular spectra of mercury, zinc, cadmium, magnesium and thallium. Phil. Mag. (7) **12** p. 50—67 (1931).

[389] G. Hoffmann, Über Absorption der elektrisch angeregten Dämpfe von Cadmium, Zink Thallium. Zs. f. Phys. **60** p. 457 (1930).

[399] H. Hamada, Molecular spectra of mercury, zinc, cadmium, magnesium and thallium. Nat. **127** p. 555 (1931).

[400] W. Kapuscinski, Über die Nachleuchtdauer der Cd-Dampffluoreszenz. Naturwissensch. **19** p. 400—401 (1931).

[401] H. W. Knorr, Photometric study of the appearance of spectral lines in a condensed spark. Phys. Rev. (2) **37** p. 1611—1621 (1931).

[402] K. Larché, Die optischen Anregungsfunktionen der Cadmium- und Zinklinien. Phys. Zs. **32** p. 180—181 (1931).

[403] K. Larché, Die Leuchtausbeute in Abhängigkeit von der Voltgeschwindigkeit der Elektronen und die relativen Intensitäten von Cadmium und Zinklinien bei Anregung durch Elektronenstoß. Zs. f. Phys. **67** p. 440—477 (1931).

[404] R. Mecke, Bandenspektra negativer Ionen. Zs. f. Phys. **72** p. 155—163 (1931).

[405] Allan C. G. Mitchell, The effect of hyperfine structure on the polarisation of cadmium resonance radiation. Phys. Rev. (2) **38** p. 473—476 (1931).

[406] Robert S. Mulliken and Andrew Christy, Λ-type doubling and electron configurations in diatomic molecules. Phys. Rev. (2) **38** p. 87—119 (1931).

[407] J. Okubo and E. Matuyama, Apparances of the forbidden lines and the intensity modifications of the spectra of mercury, cadmium and zinc under high frequency excitations. Phys. Rev. (2) **38** p. 1651—1656 (1931). Nature **128** p. 224 (1931).

[408] H. Schüler und J. E. Keyston, Über Beziehungen zwischen Mengenverhältnissen der Isotopen und zwischen Kernmomenten bei einigen Elementen. Zs. f. Phys. **68** p. 174—177 (1931).

[409] L. Schüler und J. E. Keyston, Über Intensitätsmessungen in einigen Cd I-Hyperfeinstrukturen . . . Zs. f. Phys. **67** p. 433—439 (1931); **71** p. 413—416 (1931).

[410] B. Setna, Under-water spark spectra in the infrared. Indian Journ. of Phys. **6** p. 29—34 (1931).

[411] J. Gibson Winans, Properties of some zinc, cadmium and mercury bands. Phys. Rev. (2) **37** p. 902 (1931).

[412] M. W. Zemanski, Absorption der Cadmiumresonanzstrahlung λ 2288 A und Lebensdauer des Cd 2^1P_1-Zustandes. Zs. f. Phys. **72** p. 577—599 (1931).

[413] A. Ellett and Lewis Larrick, Polarisation of resonance radiation and hyperfine structure: The cadmium resonance lines. Phys. Rev. (2) **39** p. 294—298 (1932).

[414] M. Kimura, Energy levels of CdJ_2 molecule and the relation between the absorption frequencies of the substance in the states of vapour and crystal. Scient. Pap. of phys. a. chem. res. **18** p. 141—150 (1932).

1. Linienspektren.

Trotz zahlreicher Arbeiten ist die Kenntnis der Linienspektren des Cd noch ziemlich unvollkommen. Im Jahr 1922 erschienen gleichzeitig die Tabellen über Linienserien von Paschen und Götze einerseits, von Fowler andererseits. In ihnen finden sich sehr zahlreiche Linien von Cd I eingeordnet, nur sehr wenige Paare von Cd II, auf Grund der zahlreichen Angaben von Kayser, Runge, Rydberg, Paschen, Saunders, Fowler und anderer. (Siehe Bd. VII p. 196—197.) Cd I ist aufgebaut aus Triplettserien und Singulettserien. Paschen und Fowler stimmen im allgemeinen

überein, nur die Linien $2\,p_{1,2,3}$—7s und $2\,p_2$—8s haben sie verschieden gewählt. Es scheint aber zweifellos, daß Fowler Recht hat. Siehe z. B. Ruark [280]. In der weiterhin folgenden Tabelle I für Cd I sind die Zahlenreihen von Paschen und von Fowler angegeben, nebst den späteren Ergänzungen.

Eine erste solche Ergänzung bringen Takamine und Fukuda [251]. Sie lassen einen Bogen durch eine Einschnürung, ein kleines Loch in Quarz, brennen. Dann beobachten sie weitere Glieder der ersten Nebenserie, die sie freilich nur sehr roh messen (siehe Tab. 1) und eine Anzahl „verbotener" Linien. Letztere seien hier angeführt, da sie zu ungenau für die Tabelle sind: 2757 (3), 2689 (1), 2671 (1), 2666 (2), 2658 (1), 2605 (1), 2601 (1), 2588 (1), 2577 (3), 2551 (1), 2531 (1), 2524 (1).

Kimura und Nakamura [254, 257] machen Versuche ähnlich denen von Goldstein, indem sie Metallsalze in Pulverform als Kathode in Vakuumröhren benutzen, oder auch das Metall selbst. Die Versuche ergeben nur, daß Linien von Cd I und Funkenlinien sichtbar sind. Dann aber [255] messen sie die Länge der Linien von der Kathode aus. Sie finden zwei Arten von Funkenlinien, die sie Cd II und Cd III zuschreiben. Im allgemeinen scheinen ihre Angaben richtig zu sein, wenn man sie mit denen von Esclangon [286] vergleicht. Siehe die Tab. 2 und 3. Kimura allein [246] verwendet einen oft unterbrochenen Bogen mit Einschaltung eines Kondensators und findet auch hier Linien von Cd II und bei höherer Spannung von Cd III.

Der erste, welcher das Schumanngebiet betritt, ist Lang [259]. Er mißt das Funkenspektrum von λ 2033 bis λ 369. Siehe Tab. 5.

Einen wichtigen Schritt in der Trennung der verschiedenen Ionisationsstufen macht Esclangon [286]. Er benutzt die Methode der Brüder Bloch: eine hochgespannte oszillierende Entladung umfließt ein mit dem Dampf gefülltes Rohr, dessen Inhalt leuchtet, in verschiedenen Farben je nach dem Abstand vom äußeren Rande. Entsprechend sind die Spektrallinien verschieden lang; die vom Rande bis zur Mitte reichenden gehören zu Cd I, die kürzeren zu Cd II usw. Bei Cd kann er 4 verschiedene Längen unterscheiden, erhält also zum ersten Male auch Linien von Cd IV. — Ich habe schon bei anderen Elementen, wo dies Verfahren der elektrodenlosen Ringentladung angewendet worden ist, ausgeführt, daß das Verfahren nicht sicher ist, da auch die Intensität der Linien eine Rolle für die Länge spielen muß. Sicher ist eine Linie nur, wenn sie eingeordnet ist. Aber das Verfahren in vorsichtigen Händen scheint doch recht gut zu sein. Die Resultate von Esclangon sind in den Tab. 2, 3 und 4 niedergelegt.

Hier seien gleich zwei andere Arbeiten angeschlossen, welche auch die elektrodenlose Entladung benutzen: van der Lingen [238] sagt, bei Erhitzung des Rohres auf 100° setze die Erregung ein. Mit dem Funkenspektrum verglichen fehle die Linie 2195 (nach Salis eine Linie von Cd II, nach Ruark und Chenault nicht Cd I) während 2147 kräftig sei. λ 2748 sei doppelt. Von 5500 bis 4500 reiche eine strukturlose schwache Bande. Erhöht man die Temperatur, so verschwindet die starke Linie 2288 (Cd I) und an derselben Stelle trete eine nach Rot abschattierte schwache Bande auf. Gleichzeitig verschwände das obengenannte Band. Robertson [303] gibt an, daß er die Linien 2288, 2265, 2261, 2144 erhalten habe, also Linien von Cd I und Cd II.

Ruark und Chenault [278] suchen eine Trennung der Stufen zu erreichen, indem sie mit verschiedener Spannung im Geißlerrohr anregen. Das Ionisations-

potential liegt bei 8.96 Volt und bei 10 Volt ist das Spektrum Cd I voll entwickelt; bei stärkerer Anregung erscheinen dann die Linien von Cd II usw. Die Schwierigkeit ist hier, daß man nie weiß, ob nicht durch wiederholte Stöße die Anregung einer Linie hervorgebracht ist, die durch einen Einzelstoß bei derselben Spannung nicht erscheinen würde. Durch Beobachtung der Intensitätsänderung bei steigender Anregung suchen die Autoren darüber Auskunft zu erhalten. Wesentlich an der Arbeit ist, daß die Einordnung der Linien berücksichtigt wird und eine solche in manchen Fällen gelingt. Die Resultate finden sich in den Tabellen. Ruark [280] gibt nach Versuchen mit Bogen kleiner Spannung die Wellenlängen einiger Glieder der pp′-Gruppe und solche der höheren Glieder der Nebenserien. Siehe die Tabelle 1.

Die erste eingehende Untersuchung und Ordnung von Cd II führt von Salis [281] durch; er ordnet die Paare zwischen λ 8066 und λ 2144. Die Arbeit wird später fortgeführt durch Takahashi [361]. Er verwendet eine Hohlkathode in Helium, photographiert mit Quarzspektrographen und Vakuumgitter. Er findet eine sehr große Anzahl neuer Linien, deren größten Teil er in Paaren und Quartetten einordnen kann, erreicht die Wellenlänge λ 710. Die Resultate beider Arbeiten siehe in Tabelle 2. — Eine Abhandlung von McLennan, McLay und Crawford [329], welche Ordnungsversuche für Cd II und Cd III bringt, ist nicht zugänglich.

Fukuda, Kuyama und Uchida [294] verwenden einen Bogen mit sehr starken Strömen zwischen 5 und 250 Amp. Sie erhalten eine Menge verbotener Linien von Cd I und mehrere sonst nicht gemessene Linien. Leider sind die Wellenlängen so ungenau, — Fehler bis zu mehreren A werden nicht fehlen, — daß in einem so linienreichen Spektrum die Zahlen nicht viel besagen. Man kann auch nicht entscheiden, ob nicht Linien höherer Ionisationsstufen darunter sind oder Verunreinigungen. Wir geben daher die Zahlen hier im Text, lassen nur die schon von Takamine und Fukuda [251] gegebenen verbotenen Linien fort.

6168	2P—3P	3537	$2p_3$—$3p_3$	2819	$2p_3$—4b	2568	$2p_1$—$8p_1$
4694	2P—$4p_3$	3528	$2p_3$—$3p_2$	2777	$2p_1$—$5p_{2,3}$	2545	$2p_1$—$9p_1$
4140	2P—$5p_3$	3520	$2p_3$—3P	2773	$2p_1$—$5p_1$	2528	$2p_2$—$7p_1$
3884	2P—6P	3369	$2p_2$—$N/_3{}^2$	2755	$2p_1$—5e	2517	$2p_1$—$11p_1$
3880	2P—6b	3307	$2p_3$—$N/_3{}^2$	2687	$2p_2$—$5p_1$	2508	$2p_1$—$12p_1$
3771	2P—$7p_i$	3013	$2p_1$—$4p_3$	2668	$2p_2$—5e	2492	$2p_2$—8b
3764	$2p_1$—$3p_3$	3010	$2p_1$—$4p_2$	2664	$2p_1$—$6p_1$	2489	$2p_3$—7b
3761	2P—7b	3006	$2p_1$—$4p_1$	2655	$2p_1$—6f	2474	$2p_2$—$9p_i$
3755	$2p_1$—$3p_2$	2970	$2p_1$—4P	2652	$2p_3$—$5p_{2,3}$	2457	$2p_3$—8b
3730	$2p_1$—$3p_1$	2962	$2p_1$—4b	2633	$2p_3$—5b	2453	$2p_2$—$10p_i$
3689	2P—8P	2912	$2p_2$—$4p_3$	2629	$2p_3$—5e	2446	$2p_2$—$11p_i$
3688	2P—8b	2909	$2p_2$—$4p_2$	2599	$2p_1$—7e	2441	$2p_2$—11b
3640	2P—9b	2904	$2p_2$—$4p_1$	2595	$2p_1$—7g	2439	$2p_3$—$9p_1$
3596	$2p_2$—$3p_2$	2863	$2p_3$—$4p_2$	2584	$2p_2$—$6p_1$	2435	$2p_3$—9b
3574	$2p_2$—$3p_1$	2862	$2p_2$—4b	2575	$2p_2$—6e	2411	$2p_3$—11b
3561	$2p_1$—3P	2825	$2p_3$—4P	2573	$2p_2$—6f	2401	$2p_3$—$12p_1$
						2393	$2p_3$—$13p_1$

Von den übrigen Linien geben wir nur diejenigen, die sonst nicht gemessen zu sein scheinen.

5379	4029 $6p_2-7d_2$	3825	3484	3248	3076	3035 $2p_3-3S$	2720 $2p_3-4S$
4270	3944	3806	3346	3219	3068	3022	2707 $2p_1-5S$
4058	3851	3780	3282	3175	3059	2852 $2p_1-4S$	2672 $5d_1-7f_1$
4045	3828 $2P-6s$	3769 $2P-7d_2$	3281	3087R	3048	2832	2656R
4042	3827	3524 $6p_1-9s$	3274	3093 $\{6p_1-9d_1$	3038	2822	2614
				$2P-2p_1\}$		2799 $6p_1-11d_1$	2613

Mit den verbotenen Linien $1^1S-2^3P_{0,1,2}$ beschäftigen sich eingehend Foote, Takamine und Chenault [272]. Sie besprechen auch die pp′-Gruppe, ebenso Sawyer und Beese [282].

Auch Okubo und Matuyama [407] haben die verbotenen Linien $1^1S-2^1P_2$ und $1^1S-2^3P_0$ beobachtet.

Fujioka [292] findet zahlreiche verbotene Linien im elektrischen Felde von 39000 V/cm, die schwach nach Rot verschoben sind. Die Linien mit ihren Verschiebungen (n, p in ÅE) sind hier gegeben. Im wesentlichen sind es dieselben Linien die auch Takamine und Fukuda haben, nur hier besser gemessen.

λ		n	p	λ		n	p
3011.71	$2p_1-4p_2$	0	...	2656.95	$2p_1-6b$	+ 0.30	+ 0.25
3005.25	$2p_1-4p_1$	...	0	2654.3	$2p_1-6e$	(—)	(—)
2961.72	$2p_1-4b$	0	0	2586.3	$2p_2-6p_{1,2}$	...	(+) d
2773.27	$2p_1-5p_1$	...	+ 0.32	2577.1	$2p_2-6b$	0	0
2759.48	$2p_1-5P$?	d	d	2574.9	$2p_2-6e$	0	0
2756.30	$2p_1-5b$	+ 0.11	+ 0.11	2541.4	$2p_3-6e$	(+)	(+)
2686.00	$2p_2-5p_1$	...	+ 0.10	2600.6	$2p_1-7b$	(+)	(+)
2670.49	$2p_2-5b$	+ 0.10	+ 0.10	2599.1	$2p_1-7e$	(—)	(—)
2665.20	$2p_1-6p_1$	(+) d	+ 1.30	2596.8	$2p_1-7f$	(—)	(—)

d = diffus.

Miyanishi [331] untersucht im oszillierenden Funken mit rotierendem Spiegel die Geschwindigkeit der Leuchtzentren, wie es zuerst Schuster und Hemsalech gemacht haben. Er findet, daß die Träger der verschiedenen Linien verschiedene Geschwindigkeit haben, und zwar kommen bei Cd drei verschiedene vor: etwa 850, 1100, 1500 m/sec. Die betreffenden Linien schreibt er Cd I, Cd II, Cd III zu und

gibt für	Cd I:	für Cd II:	für Cd III:
	λ 5086,	λ 6467,	λ 3186
	4800	5379	3134
	4699	5339	3096
		4416	
		3251	

In einer zweiten Abhandlung läßt Miyanishi [332] den Bogen in Chlor brennen. Er findet erstlich auch eine große Zahl verbotener Linien, dann Verlängerungen der Hauptserie der Tripletts und Singuletts, endlich zahlreiche Funkenlinien, welche er „nach der Methode von Kimura und Nakamura“ in solche von Cd II und Cd III einteilt.

Meggers und Burns [240] sowie Wallerath [270] haben einige Linien von Cd I mit Interferometer gemessen und sehr gut stimmende Resultate erhalten.

Wenn noch eine Arbeit von Selwyn [360] angeführt ist, in welcher er drei Linien von Cd I im Schumanngebiet angibt, eine Abhandlung von Lang [352], welche Linien

und Terme für Cd II im Schumanngebiet enthält, endlich eine von Gibbs und White [326], die Linien von Cd III gibt, so dürfte damit die wesentliche Literatur zur Kenntnis der Spektra Cd I bis Cd IV besprochen sein.

Es mögen nun die einzelnen Ionisationsstufen behandelt werden.

Cd I. Zweivalenzelektronensystem mit Singuletts und Tripletts. In Tab. 1 sind alle dazugerechneten Linien eingetragen und die Einordnung nach Paschen bzw. Fowler usw. angegeben. Wenn die Linien in den Bau des Spektrums eingeordnet sind, so ist der betreffende Autor vor der Wellenlänge angedeutet. Dabei bedeutet P = Paschen, F = Fowler, RC = Ruark und Chenault [262], R = Ruark [250], M = Miyanishi [301], Fu = Fukuda [273], Ta = Takamine und Fukuda [240]. Wenn kein Buchstabe vor der Linie steht, ist sie noch nicht eingeordnet; solche Linien finden sich aber nur sehr wenige. Es ist noch zu erwähnen, daß auch Esclangon [286] die Hauptlinien angibt, meist nach fremden Messungen. Die einzige von ihm allein gegebene und wohl zweifelhafte Linie ist: 2554.51 (00).

Tabelle 1. Cd I.

			Paschen Buch	Fowler Buch	Walle-rath [270]	Meggers [240]
P F	4^3F—X	39086	9	6.9	—	—
P F	3^3D_3—4^3F	16482	2	2.2	—	—
P F	3^3D_2—4^3F	433	8	3.8	—	—
P F	3^3D_1—4^3F	401	5	1.5	—	—
P F	3^1D—4^3F	15713	50	3.5	—	—
	—	257	—	7.3	—	—
P F	2^1S—3^1P	154	78	4.8	—	—
P F	3^3P_2—4^3D	14852	9	2.9	—	—
P F	3^3P_1—4^3D_3	474	62	4.62	—	—
P F	3^3P_0—4^3D_1	354	45	4.5	—	—
P F	3^3P_0—4^3D_3	329	60	9.6	—	—
P F	2^3S—3^3P_1	327	99	7.99	—	—
P F	2^3S—3^3P_2	13979	22	9.22	—	—
P F	3^3D_2—5^3F	11630	8	0.8	—	—
P F	3^1D—5^3F	268	36	8.4	—	—
P F	2^1S—2^1P	10395	17	4.7	—	—
P	2^1S—4^1P	8200	5	0.2	—	—
P	2^3S—4^3P_0	7396	58	8.9	—	—
P	2^3S—4^3P_1	82	49	5.0	—	—
P F	2^3S—4^3P_2	46	10	6.2 10	—	—
P F	2^3S—4^1P	7132	4	2.1	—	—
P F	2^1S—5^1P	6778	34	8.10	—	—
P F	2^1P_1—3^1D_2	6438	71	8.47 10	—	—
P F	2^1P—3^3D_1	6330	18	9.97 8	—	—
P F	2^1P—3^3D_2	25	40	5.19 10	—	—
P F	2^1S—2^1P	6198	43	8.22	—	—
P F	2^3S—5^3P_0	16	395	6.19 4*)	—	—

*) Fowler gibt noch 6128.66 (2), 5783.93 (4) nicht eingeordnet.

			Paschen Buch	Fowler Buch	Walle-rath [270]	Meggers [240]	Ruark [267]	Ruark Chenault [278]
P F	$2^3S—5^3P_1$	11	729	1.52 6	—	—	—	—
P F	$2^3S—5^3P_2$	6099	393	9.18 8	—	—	—	—
P F	$2^3S—5^1P$	31	61	1.39	—	—	—	—
P F	$2^1S—3^1P$	5896	—	5.8	—	—	—	—
	—	39	—	3.93 4	—	—	—	—
P F	$2^1S—8^1P$	5716	—	5.8	—	—	—	—
	—	5637	—	7.22 5	—	—	—	—
P	$2^3S—6^3P_0$	07	068	5.85	—	—	—	—
P F	$2^3S—6^3P_1$	04	903	4.68 4	—	—	—	—
P F	$2^3S—6^3P_2$	5598	989	8.77 6	—	—	—	—
P F	$2^1S—9^1P$	98	28	8.06?	—	—	—	—
P F	$2^1S—6^1P$	68	—	8	—	—	—	—
M	$2^1S—10^1P$	18	—	—	—	— [1]	—	—
M	$2^1S—11^1P$	5460	—	—	—	— [1]	—	—
M	$2^1S—12^1P$	16	—	—	—	— [1]	—	—
P F	$2^3S—7^3P$	5339	69 trip.	9.50 1	—	—	—	—
P F	$2^3S—7^1P$	24	—	4	—	—	—	—
P F	$2^1P—3^3S$	5297	—	7.64 2	—	—	—	—
M	$2^3S—8^3P_1$	5186	—	—	—	— [1]	—	—
P F	$2^1P—3^1S$	54	85	4.68 6	—	—	—	—
P F	$2^3P_2—2^3S_1$	5086	06	5.88 10R	5.813	5.8230	—	—
M	$2^3S—10^3P_2$	5018	—	—	—	—	—	— [1]
M	$2^3S—11^3P_2$	4968	—	—	—	—	—	— [1]
M	$2^3S—12^3P_2$	31	—	—	—	—	—	— [1]
P F	$2^3P_1—2^3S_1$	4800	09	9.91 10R	9.912	9.9139	—	—
P F	$2^3P_0—2^3S_1$	4678	37	8.19 10R	8.151	8.1504	—	—
P F	$2^1P_1—4^1D_2$	62	69	2.34 8r	2.352	2.3525	—	—
P F	—	15	—	5.75 2	—	—	—	—
P F	$2^1P—4^3D_1$	15	57	5.39	—	—	—	—
P F	$2^1P—4^3D_2$	14	35	4.17	—	—	—	—
	—	4511	—	1.34 5	—	—	—	1.34 3
P F	$2^3P_1—2^1S_0$	4413	23	3.06 6	—	—	—	—
P F	$2^1P_1—4_1S_0$	4306	98	6.82 4u	—	—	—	—
	—	4177	—	—	—	—	—	7.3 10
P F	$2^1P—5^1D$	4141	—	0.5	—	—	—	—
R C	$6^3P_2—7^3D_3$	34	—	—	—	—	—	4.78 0
P F	$2^1P—5^3D_{2,1}$	14	7d	4.5	—	—	—	—
	—	4009	—	—	—	—	—	9.0 1
P F	$2^1P_1—5^1S_0$	3981	92	1.77 2u	—	—	—	—
P F	$2^1P—6^1D$	3905	—	5.1	—	—	—	—
P F	$2^1P—6^1S$	3819	—	8.5	—	—	—	—
R	$2^1P—7^1D$	3774	—	—	—	—	4.8	—
P F	$2^3P_2—3^3P_2$	29	21	9.06 4r	—	—	—	—
P F	$2^1P—7^1S$	23	—	3.2	—	—	—	—
R	$2^1P—8^1D$	3695	—	—	—	—	5.9 6	—
R	$2^1P—9^1S$	61	—	—	—	—	1.98	—
P F	$2^3P_2—3^1D$	49	74	9.59 2r	—	—	—	—
R	$2^1P—9^1D$	45	—	—	—	—	5.0 4	—
R	$2^1P—10^1S$	21	—	—	—	—	1.3 1	—

			Paschen Buch	Fowler Buch	Ruark [267]	Meggers [240]	Taka-mine [251]	Ruark Chenault [278]
P F	2^3P_2—3^3D_1	14	58	4.43 4	—	—	—	—
P F	2^3P_2—3^3D_2	13	04	2.89 8R	2.876	2.8748	—	—
P F	2^3P_2—3^3D_3	10	66	0.51 10R	0.510	0.5096	—	—
R	2^1P—10^1D	08	—	—	—	—	8.?	—
P F	2^3P_1—$3^3P'$	3595	64	5.49 1u	—	—	—	—
R	2^1P—11^1S	91	—	—	—	—	1.5 0	—
R	2^1P—11^1D	82	—	—	—	—	2.7 1	—
R	2^1P—12^1S	70	—	—	—	—	0.4 0	—
R	2^1P—12^1D	63	—	—	—	—	3.2 1	—
R	2^1P—13^1D	48	—	—	—	—	8.0 0	—
P F	2^3P_1—3^1D_2	00	09	9.94 4r	—	—	—	—
P F	2^3P_1—3^3D_1	3467	76	7.61 8R	7.656	7.6559	—	—
P F	2^3P_1—3^3D_2	66	33	6.18 10R	6.200	6.2016	—	—
P F	2^3P_0—3^3D_1	03	74	3.60 10R	—	3.6529	—	—
Fu	1^1S—2^3P_0	3320	—	—	—	—	—	— ²)
	—	3298	—	8.97	—	—	—	—
P F	1^1S_0—2^3P_1	61	17	1.04 10	—	—	—	—
P F	2^3P—3^3S_1	52	63	2.52 8r	—	2.5248	—	—
	—	24	—	—	—	—	—	4.21?
Fu	1^1S—2^3P_2	3141	—	—	—	—	—	— ²)
P F	2^3P_1—3^3S_1	33	29	3.19 8r	—	3.167	—	—
P F	2^3P_1—3^1S	3082	80	2.68	—	—	—	—
P F	2^3P_0—3^3S_1	81	03	0.93 6r	—	0.827	—	—
P F	2^3P_2—4^3P_2	05	53	5.41 1r	—	—	—	—
R C	2^3P_1—4^1D	01	—	—	—	—	—	1.2 1
P F	2^3P_2—4^3D_1	2982	01	1.89 1	—	—	—	—
P F	2^3P_2—4^3D_3	81	46 d	1.34 4R	—	—	—	—
P F	2^3P_2—4^3D_2	80	75 d	0.63 8R	—	—	—	— ³)
P F	2^3P_2—4^3F	61	64	1.48 4v	—	—	—	—
P F	2^3P_1—4^3P_1	08	85	8.74 1r	—	—	—	—
P F	2^3P_1—4^3P_2	03	24	3.13 1u	—	—	—	—
R C	2^3P_1—4^1D	2899	—	—	—	—	—	9.3 2
P F	2^3P_1—4^3D_2	81	34	1.23 4R	—	—	—	—
P	2^3P_1—4^3D_2	80	88	0.77 8R	—	—	—	—
P	2^3P_0—4^3D_1	73	01	—	—	—	—	—
P F	2^3P_2—4^3S_1	68	35	8.26 6r	—	—	—	—
P F	2^3P_1—4^3F	62	36	2.30 2v	—	—	—	—
F	2^3P_0—4^3D_1	36	—	6.90 8R	—	—	—	—
P F	2^3P_0—4^3F	18	66	8.73 1v	—	—	—	—
P,F,RC	2^3P_1—4^3S_1 ?	2775	09	5.00 6r	—	—	—	5.8 2
P F	2^3P_2—5^3D_2	64	29	4.19 2R	—	—	—	—
P F	2^3P_2—5^3D_3	63	99	3.89 6R	—	—	—	—
R C	2^3P_1—4^1S	57	—	—	—	—	—	7.87 2
P F	2^3P_2—5^3F	56	69	6.78 3u	—	—	—	—
	—	48	—	8.61 2	—	—	—	—
P F	2^3P_0—4^3S_1	33	97	3.88 4r	—	—	—	—
P F	2^3P_2—5^3S	12	65	2.46 6r	—	—	—	—
R C	2^3P_1—5^3P_1	2688	—	—	—	—	—	8.7 2
P	2^3P_1—5^3D_2	77	65	7.64 8d	—	—	—	—

			Paschen Buch	Fowler Buch	Ruark [267]	Ruark Chenault [278]	Takamine [251]
P	$2^3P_1—5^3F$	70	81	0.66 3u	—	—	—
R C	$2^3P_2—6^1D$	68	—	—	—	8.26 3	—
P F	$2^3P_2—6^3D_3$	60	45	0.40 4r	—	—	—
	—	57	—	7.00 2	—	—	—
	—	54	—	4.55 1	—	—	—
P	$2^3P_0—5^3D_1$	39	63	9.50 6R	—	—	—
P F P F	$2^3P_2—6^3S$ } $2^3P_0—3^3P_2$ }	32	29	2.25 2r	—	—	—
	$2^3P_1—5^3S$	29	15	9.06 4r	—	—	—
R C	$2^3P_1—5^1S$	21	—	—	—	1.15 1	—
R C	$2^3P_2—7^1D$	07	—	—	—	7.2 2	—
P F	$2^3P_2—7^3D_1$	01	99	2.18 2v	—	—	2602
P F	$2^3P_0—5^3S$	2592	14	2.14 2v	—	—	—
R C	$2^3P_1—6^1D$	86	—	—	—	6.86 2	—
P F	$2^3P_2—7^3S$	82	86	5.07	—	—	—
P F	$2^3P_1—6^3D_2$	80	33	0.27 2u	—	—	—
R C	$2^3P_2—8^1D$	69	—	—	—	9.4	—
F	$2^3P_1—8^3D$	65	—	5.88	—	—	2566
F		54	—	4.51	—	—	—
P F R	$2^3P_1—6^3S$	53	61	3.53	3.91 3	—	—
P F	$2^3P_0—6^3D_1$	44	84	4.72 2u	—	—	2545
F	$2^3P_2—9^3D$	41	—	1.64	—	—	2542
F	$2^3P_2—9^3S$	2533	—	3.91	—	—	—
R C	$2^3P_1—7^1D$	30	—	—	—	0.0 2	—
P F	$2^3P_1—7^3D_2$	25	57	5.30 1u	—	—	2526
F	$2^3P_2—10^3D$	24	—	4.68	—	—	2525
P F R	$2^3P_0—6^3S$	18	78	8.70	9.04	—	—
F	$2^3P_2—11^3D$	12	—	2.37	—	—	2513
F	$2^3P_1—7^3S$	08	—	8.91	—	—	—
P R	$2^3P_2—11^3S$	07	93	—	7.84	—	—
Ta	$2^3P_2—12^3D_3$	04	—	—	—	—	2504
F	$2^3P_2—12^3D$	02	—	2.99	—	—	—
F	$2^3P_2—13^3D$	2495	—	5.88	—	—	2497
R C	$2^3P_1—8^3D_2$	94	—	—	—	4.25 1	—
Ta	$2^3P_1—8^3D_2$	93	—	—	—	—	2493
F	$2^3P_1—14^3D$	91	—	1.16	—	—	—
F	$2^3P—14^3D$	90	—	0.23	—	—	—
Ta	$2^3P_2—15^3D_3$	87	—	—	—	—	2487
R	$2^3P_2—15^3D$	85	—	—	5.61 1	—	—
Ta	$2^3P_2—16^3D_3$	83	—	—	—	—	2483
R	$2^3P_2—16^3D$	81	—	—	1.81 0	—	—
F R	$2^3P_1—8^3S$	80	—	0.28	0.72 2	—	2480
R	$2^3P_1—17^3D$	78	—	—	8.89	—	—
F	$2^3P_0—7^3S$	75	—	5.25	—	—	—
P	$2^3P_0—7^3S$?	74	15	—	—	—	—
R C	$2^3P_1—9^1D$	69	—	—	—	9.76 1	2470
F	$2^3P_1—9^3D$	68	—	8.25	—	—	—
F	$2^3P_1—9^3S$	60	—	0.72	—	—	2459
F	$2^3P_0—8^3D$	57	—	7.87	—	—	—

			Paschen Buch	Fowler Buch	Ruark [267]	Ruark Chenault [278]	Takamine [251]	Selwyn
F	$2^3P_1-10^3D$	2452	—	2.22	—	—	2453	—
R	$2^3P_0-8^3S$	47	—	—	7.47 1	—	—	—
R	$2^3P_1-10^3S$	46	—	—	6.68 1	—	—	—
F	$2^3P_1-11^3D$	40	—	0.51	—	—	2441	—
F R	$2^3P_0-9^3D$	35	—	5.58	6.25	—	2436	—
F	$2^3P_1-12^3D$	31	—	1.73	—	—	2432	—
R	$2^3P_0-9^3S$	28	—	—	8.31 1	—	—	—
F	$2^3P_1-13^3D$	25	—	5.04	—	—	2424	—
R F	$2^3P_0-10^3D$	19	—	9.90	9.64	—	2419	—
R	$2^3P_1-15^3D$	15	—	—	5.24	—	2415	—
R	$2^3P_1-10^3S$	14	—	—	4.65 0	—	—	—
R	$2^3P_1-16^3D$	11	—	—	1.70 0	—	—	—
R	$2^3P_0-11^3D$	08	—	—	8.36 1u	—	2408	—
R	$2^3P_0-11^3S$	04	—	—	4.56 0	—	—	—
R	$2^3P_0-12^3D$	00	—	—	0.06 1	—	—	—
Ta	$2^3P_0-12^3D_1$	2398	—	—	—	—	2398	—
R	$2^3P_0-13^3D$	93	—	—	3.42 0	—	2393	—
R	$2^3P_0-14^3D$	88	—	—	8.16 0	—	2386	—
R, RC	$2^3P_2-2^3P_1'$	29	—	9.27 10	9.27 10R	7.27	— [4]	—
R, RC	$2^3P_1-2^3P_0'$	06	—	6.61 5	6.61	6.61	— [4]	—
P F	$1^1S_0-2^1P_1$	2288	10	8.02 10R	—	—	—	—
R, RC	$2^3P_1-2^3P_1'$	67	—	7.48 5	7.46 5R	7.47	— [4]	—
	—	2262	—	2.29 1	—	—	—	—
R, RC	$2^3P_0-2^3P_1'$	39	—	9.86 5	9.86 5R	9.86	—	— [4]
	—	30	—	0.40 1	—	—	—	—
	—	09	—	—	—	9.72	—	—
	—	03	—	—	—	3.57	—	—
	—	2170	—	0.04 1	—	—	—	—
	—	1993	—	3.07	—	—	—	—
P	1^1S-2^3S	42	9?	2.29 6	—	—	—	—
P		39	2	—	—	—	—	—
	—	1820	—	—	—	—	—	0.87 0
P	$1^1S-3^3P_1$	1710	51 vac.	0.51 3	—	—	—	—
—	—	1688	—	8.58 2	—	—	—	—
F	—	82	—	2.12 1	—	—	—	—
P F	1^1S-3_1P	69	30	9.29 10	—	—	—	9.45 0
		69	—	—	—	—	—	9.02 0
	—	47	—	7.78 2	—	—	—	—
	—	1571	—	1.40 1	—	—	—	—
P	$1^1S-4^3P_1$	37	83 vac.	7.83 1	—	—	—	—
P F	1^1S-4^1P	26	73	6.85 8	—	—	—	—
P F	1^1S-5^1P	1469	35	9.39 6	—	—	—	—
P F	1^1S-6^1P	40	15	0.18 3	—	—	—	—
P F	1^1S-7^1P	23	22	3.23 1	—	—	—	—
P	1^1S-8^1P	12	46	—	—	—	—	—
P	1^1S-9^1P	05	16	—	—	—	—	—

[1]) Miyanishi (332) findet im Chlorbogen die Glieder der Singulett-Hauptserie: 5518.1 (2), 5460.0 (1), 5416.8 (1), und die Glieder der Triplett-Hauptserie: 5186.2 (2), 5018.3 (2), 4968.5 (1), 4931.8 (1).

[2]) Diese Linien sind von Fukuda [293] gegeben; 3141 auch durch Foote [257].

[3]) Meggers und Burns [240] messen 2980.6216.

[4]) Foote, Takamine, Chenault [272] messen: 2330.0, 2306.7, 2267.4, 2240.0.

Tabelle 1a. Termwerte Cd I.

Paschen		Fowler und Ruark		Fowler und Ruark	
2^3S	21050.39	3^3S	9975.6	4^3D_1	7185.3
2^3P_2	40706.60	4^3S	5857.3	4^3D_2	7179.5
2^3P_1	41877.65	5^3S	3856.6	4^3D_3	7171.3
2^3P_0	42419.51	6^3S	2732.9	5^3D_1	4549.9
3^3D_3	13018.50	7^3S	2037.6	5^3D_2	4546.3
3^3D_2	13036.76	8^3S	1576.8	5^3D_3	4541.3
3^3D_1	13048.48	9^3S	1257.0	6^3D_1	3139.2
		10^3S	1023.2	6^3D_2	3138.5
1^1S	72532.76	11^3S	849.2	6^3D_3	3134.5
2^1S	19224.3			7^3D	2294.5
2^1P	28841.56	4^3F	6957.1	8^3D	1751.3
		5^3F	4445.1	9^3D	1379.3
				10^3D	1114.3
				11^3D	920.3
				12^3D	771.6
				13^3D	658.1
				14^3D	566.7
				15^3D	492.1
				16^3D	430.6
				17^3D	383.1
Fowler und Ruark					
3^1S	9452.1	3^1P	12633.2	3^1D	13319.2
4^1S	5634.1	4^1P	7044.6	4^1D	7404.9
5^1S	3739.2	5^1P	4483.4	5^1D	4701.7
6^1S	2665.7	6^1P	3103.1	6^1D	3246.3
7^1S	1995.6	7^1P	2276.2	7^1D	2362.9
		8^1P	1738.8	8^1D	1796.9
9^1S	1546.7	9^1P	1380.9?	9^1D	1419.3
10^1S	1239.8			10^1D	—
11^1S	1010.8			11^1D	942.5
12^1S	846.4			12^1D	782.7
				13^1D	669.6

Cd II. Einvalenzelektronensystem mit Dubletts. Nachdem von den Paaren dieses Spektrums nur sehr wenige durch Paschen und Fowler gefunden waren, sind eine außerordentlich große Anzahl durch von Salis [281] und Takahashi [361] hinzugefügt worden. Eine geringe Anzahl findet sich bei Ruark und Chenault [262], deren Tabelle vielleicht noch einige Linien mehr enthält. Esclangon [285] erhält auch nur eine geringe Anzahl Linien von Cd II. Da er im allgemeinen fremde Messungen nimmt, sind die von ihm beobachteten Linien nur mit einem x bezeichnet, und nur bei eigener Messung seine Zahlen gegeben. — Lang [352] hat vier Linien im Schumanngebiet gemessen. Frerichs [325] bestimmt die Anregungsenergie einiger Linien. Für die Ionisierungsspannung des Atoms gibt Takahashi [361] den Wert 8.95 Volt (1^1S_0) an. Für das Ion Cd I 16.84 Volt ($1^2S_{\frac{1}{2}}$).

Tabelle 2. Cd II.

			Salis [281]	Takahashi [361]	Ruark Chenault [278]
S	$2\,^2S—3\,^2P_2$	8066	99 3	—	—
	—	7664	74 1	—	—
S	$4\,^2D_3—6\,^2F_4$	7284	38 6	—	—
S	$4\,^2D_3—6\,^2F_3$	75	75 0	—	—
S	$4\,^2D_2—6\,^2F_3$	37	01 5	—	—
S	$4\,^2P_2—6\,^2S_1$	6817	98 0	—	—
S	$3\,^2P_2—4\,^2D_2$	6759	26 7	—	—
S	$3\,^2P_2—4\,^2D_3$	25	83 15	—	—
	$4\,^2P_{\frac{3}{2}}—7\,^2D_{\frac{5}{2}}$	6567	73 3	—	—
S	$3\,^2P_1—4\,^2D_2$	6464	98 10	—	—
S	$4\,^2F_4—6\,^2F'$	6359	93 10	—	—
S	$4\,^2F_3—6\,^2F'$	54	72 9	—	—
S	$4\,^2D_3—7\,^2F_4$	5880	19 3	—	—
S	$4\,^2D_2—7\,^2F_3$	43	35 2.5	—	—
S	$3\,^2D_3—4\,^2F_4$	5381	82 10	—	—
S R	$3\,^2D_3—4\,^2F_3$	78	12 30	—	8.42 2
S R	$3\,^2D_2—4\,^2F_3$	37	49 25	—	7.73 2
S	$4\,^2F_4—7\,^2F'$	5271	57 2	—	—
S	$4\,^2F_3—7\,^2F'$	67	96 7	—	—
T	$4\,^2D_{\frac{3}{2}}—8\,^2F_{\frac{5}{2}}$	5195	—	5.36 000	—
T	$4\,^2D_{\frac{5}{2}}$—A (15)	43	—	3.69 000	—
	—	5025	—	5.95 2d	—
	—	75	52 6	—	—
T	$3\,^2D_{\frac{3}{2}}$—A (3)	4881	73 16	2.04 10	1.73
	—	34	—	4.96 0	—
T	$3\,^2S_{\frac{1}{2}}$—A (14)	29	—	9.03 00	—
S	$4\,^2F_4—8\,^2F'$	4744	72 4	—	—
S	$4\,^2F_3—8\,^2F'$	41	78 3	—	—
	—	4605	—	5.81 00	—
	—	4588	—	8.64 00	—
	—	4491	—	1.42 00d	—
T	$3\,^2D_{\frac{5}{2}}$—A (4)	40	—	0.78 0	—
	—	14	—	4.63 250	—
T	$2\,^2P_{\frac{3}{2}}—{}^*D_{\frac{5}{2}}$	{ 15	—	5.66	—
T	Cd I	{ 13	—	3.06	—
S T	Cd II	{ 12	31 10	2.31	—
	$3\,^2D_{\frac{3}{2}}—4\,^2P_{\frac{3}{2}}$	4384	—	4.60 00	—
S	$3\,^2P_1—4\,^2S$	4285	07 8	—	—
	—	45	—	5.86 2	—
	—	43	—	3.39 1d	—
S	$3\,^2P_2—5\,^2D_2$	4141	59 6	—	—
S	$3\,^2P_2—5\,^2D_3$	34	78 15	—	—
	—	12	—	2.55 0.5	—
	—	10	—	0.28 0	—
T	A (14)—B (9)	02	—	2.00 00d	—
	—	4094	—	4.50 00	—
S	$3\,^2P_1—5\,^2D_2$	29	08 10	—	9.08 0
	$3\,^2D_{\frac{5}{2}}$—A (6)	16	—	6.56 00	—

			Salis [281]		Takahashi [361]		Ruark Chenault [278]		Esclan-gon [286]	
	—	4006	—		6.68	5	—		—	
T	$3\,^2D_{3/2}$—A (7)	3957	—		7.40	8	—		—	
T	$^*D_{5/2}$—$3\,^2P_{3/2}$	3827	—		7.40	5	—		—	
	—	3776	—		6.32	0	—		—	
T	$3\,^2D_{3/2}$—A (8)	68	—		8.09	0	—		—	
	—	3697	—		7.50	00	—		—	
T	$3\,^2D_{5/2}$—A (9)	88	—		8.25	00	—		—	
T	—	67	—		7.33	10	5.5	1	7.0	0
	—	55	—		5.36	00	—		—	
	—	45	—		5.43	00	—		—	
T	$2\,^2P_{3/2}$—$^*D_{3/2}$	3535	67	20	5.71	100	5.82	1	x	[1]
S	$3\,^2P_2$—$5\,^2S$	24	07	8	—		4.07	1	x	
	—	3495	36	15	5.33	100	5.35	0	x	
S	$3\,^2D_3$—$5\,^2F$	83	04	6	—		3.04	1	x	
S	—	64	35	6	—		—		x	
T	$5\,^2P_{1/2}$—B (7)	59	—		9.80	00	—		—	
S	$3\,^2P_1$—$5\,^2S$	42	34	6	—		2.34	1	x	
T	$3\,^2D_{5/2}$—A (11)	22	—		2.98	0	—		—	
S	$3\,^2P_2$—$6\,^2D_{2,3}$?	20	14	4	—		—		x	
S	$3\,^2P_2$—$6\,^2D_3$	17	40	10	—		7.40	1	x	
S	$2\,^2S$—$4\,^2P_1$	02	17	3	—		—		—	
T	A (12)—B (7)	3399	—		9.65	5	—		—	
S	$2\,^2S$—$4\,^2P_2$	88	85	4	—		8.85	2	x	
T	A (11)—B (4)	85	44		5.40	40	5.35	2	5.5	
	—	76	—		6.78	00	—		—	
	—	70	—		0.91	00d	—		—	
T	$5\,^2F$—B (3)	55	—		5.30	0.5	—		—	
S	$3\,^2P_1$—$6\,^2D_2$	43	15	8	—		3.15	1	x	
T	A (11)—B (5)	3292	—		2.11	00	—		—	
T	$3\,^2D_{3/2}$—A (12)	83	—		3.56	00	—		—	
T	A (11)—B (7)	79	—		9.17	00	—		—	
T	$2\,^2P_{1/2}$—$^*D_{3/2}$	50	30	25	0.11	100	0.3		x	
T	$3\,^2D_{5/2}$—$5\,^2P_{3/2}$	38	—		8.81	2	—		—	
T	$5\,^2P_{3/2}$—B (8)	32	—		2.35	1	—		—	
T	$3\,^2D_{3/2}$—$5\,^2P_{3/2}$	22	—		2.59	0	—		—	
	—	3194	—		4.34	00	—		—	
T	A (9)—B (3)	85	—		5.55	00	—		—	
T	$3\,^2D_{5/2}$—A (13)	80	—		0.03	0	—		—	
T	A (12)—B (8)	74	—		4.42	00	—		—	
T	A (10)—B (6)	73	—		3.63	00	—		—	
T	$3\,^2D_{3/2}$—A (13)	64	—		4.42	00	—		—	
T	A (9)—B (4)	61	—		1.81	00	—		—	
	—	60	—		0.88	00	—		—	
T	$^*D_{3/2}$—A (1)	57	—		7.16	00	7.08?	0	—	
T	$2\,^2S_{1/2}$—A (6)	49	—		9.91	00	—		—	
S	$3\,^2P_1$—$6\,^2S$	46	78	4	—		6.78	1	—	
	—	29	—		9.21	00	—		—	

[1] Esclangon [286] gibt hier noch 3576.5(3).

			Salis [281]		Takahashi [361]		Ruark Chenault [278]		Esclan-gon [286]
	—	3121	—		1.77	00	—		—
	—	18	—		8.85	00	—		—
T	A (8)—B (3), $5\,^2P_{\frac{3}{2}}$—B (11)	12	—		2.91	00	—		—
	—	12	11	1	—		—		—
	—	07	85	1	—		—		—
	—	06	71	2	—		—		—
	—	04	57	2	—		—		—
	—	3095	—		5.41	00	—		—
S	$3\,^2P_2$—$7\,^2D_{2,3}$?	93	77	1	—		—		—
S	$3\,^2P_2$—$7\,^2D_3$	92	34	8	—		2.34	1	—
T	A (8)—B (4), $6\,^2P_{\frac{1}{2}}$—B (15)	89	—		9.84	00	—		—
	—	84	—		4.88	0	—		—
S	$3\,^2P_1$—$6\,^2S$	81	58	2	—		—		—
T	A (9)—B (5)	78	—		8.50	00	—		—
	—	77	—		7.17	00	—		—
	—	74	74	3	—		—		—
	—	73	—		3.80	00	—		—
T	A (9)—B (6)	71	—		1.67	00	—		—
T	A (11)—B (8)	68	—		8.80	00	—		—
	—	64	—		4.95	00	—		—
	—	60	29	1	—		—		—
T	A (12)—B (11)	59	—		9.20	00	—		—
	—	57	51	1	—		—		—
	—	56	41	1	—		—		—
	—	53	99	0	—		—		—
	—	53	—		3.13	00	—		—
	—	48	—		8.82	00	—		—
	—	35	—		5.79	4	—		—
S	$3\,^2P_1$—$7\,^2D_2$	30	67	6	—		0.67		x
	—	27	86	0 d	—		—		—
	—	27	21	0 d	—		—		—
	—	16	09	0	—		—		—
T	$2\,^2S_{\frac{1}{2}}$—A (8)	08	—		8.06	00	—		—
T	A (11)—B (9)	01	—		1.51	3	—		—
	—	2996	—		6.56	00	—		—
T	A (11)—B (11)	60	83	2	0.74	00	—		—
	—	48	—		8.05	00	8.11	II	—
S T	$2\,^2S_{\frac{1}{2}}$—A (9)	43	89	2	3.60	00	3.89		—
	—	34	15	1	—		—		—
	—	31	14	2 d	—		—		—
S	$3\,^2D_3$—$6\,^2F_4$	29	29	9	—		9.29		x
S	$3\,^2D_3$—$6\,^2F_3$	27	90	3	—		7.90		x
	—	26	93	1	—		—		—
	—	19	13	1	—		—		—
S	$3\,^2D_2$—$6\,^2F_3$	14	69	8	—		4.69		x
T	$3\,^2P_{\frac{3}{2}}$—$8\,^2D_{\frac{3}{2}}$	12	—		2.68	00	—		—
S	$3\,^2P_2$—$8\,^2D_3$	11	64	4	—		1.64		—
T	A (7)—B (5)	2899	—		9.43	00	9.3	I	—
T	*$D_{\frac{3}{2}}$—A (2), A (7)—B (6)	93	76	1	3.74	0	3.76		x

			Salis [281]		Takahashi [361]		Ruark Chenault [286]		Esclangan [278]
	—	2893	28	0	—		—		—
S	$3\,^2P_1-7\,^2S$	86	60	1	—		6.60		—
S	$3\,^2P_1-8\,^2D_2$	56	45	2	—		—		x
T	$^*D_{\frac{3}{2}}-A\ (3)$	34	—		4.19	10	4.08?		x
T	$3\,^2D_{\frac{5}{2}}-6\,^2P_{\frac{3}{2}}$	23	—		3.19	4	—		—
S	$3\,^2P_2-8\,^2S$	19	89	1	—		—		—
T	$3\,^2D_{\frac{3}{2}}-6\,^2P_{\frac{1}{2}}$	13	—		3.41	2	—		—
T	$3\,^2D_{\frac{3}{2}}-6\,^2P_{\frac{3}{2}}$	10	—		0.93	0	—		—
	—	09	01	1	—		—		—
T	—	05	—		5.61		5.55		—
T	$3\,^2P_{\frac{3}{2}}-9\,^2D_{\frac{3}{2}}$	2799	—		9.57	00	—		—
S	$3\,^2P_2-9\,^2D_3$	98	99	1	—		8.99		—
	—	98	14	1	—		—		—
	—	76	—		6.07	0	—		—
T	$2\,^2S_{\frac{1}{2}}-A\ (11)$	71	—		1.94	1	—		x
S	$3\,^2P_1-8\,^2S$	67	49		—		—		—
T	A (13)—B (15)	53	—		3.80	00	—		3.7
	—	49	—		—		—		9.9
S	$2\,^2P_2-2\,^2S_1$	48	58	10	—		8.68		—
	—	37	—		7.81	00	—		—
T	$5\,^2P_{\frac{1}{2}}-B\ (15)$	07	—		7.14	30	7.04		—
T	$2\,^2S_{\frac{1}{2}}-A\ (12)$	2691	—		1.48	00	—		—
T	A (4)—B (7)	88	—		8.30	00	—		—
	—	87	69	1	—		—		—
	—	85	08	1	—		—		—
T	$^*D_{\frac{5}{2}}-A\ (1)$	80	—		0.08	3	—		—
	—	75	36	0d	—		—		—
T	A (8)—B (12)	74	74	1d	4.82	00	4.74		—
S	$3\,^2D_3-7\,^2F_4$	72	68	3	—		2.68		—
S	$3\,^2D_3-7\,^2F_3$	70	21	0	—		—		x
T	A (12)—B (15)	69	—		9.92	00	—		—
T	$^*D_{\frac{3}{2}}-A\ (4)$	68	—		8.33	2	8.26	I	—
S	$3\,^2D_2-7\,^2F_3$	59	29	2	—		—		—
S	$2\,^2S-5\,^2P_1$	54	27	0	—		—		—
S	$2\,^2S-5\,^2P_2$	50	44	1	—		—		—
	—	46	80	0	—		—		—
	—	45	86	3	—		—		—
	—	40	69	2	—		—		—
	—	38	—		8.49	0	—		—
	—	36	29	0	—		—		—
	—	33	63	1	—		—		—
	—	33	20	0	—		—		—
	—	30	63	1	3.71	0d	—		—
	—	30	22	0	—		—		—
	—	26	11	1	6.83	vac.	—		—
	—	23	—		3.09	00	—		—
T	$^*D_{\frac{3}{2}}-A\ (5)$	18	—		8.97	4	8.88	1	—
	—	17	87	0	—		—		—
	—	17	13	0	7.25	vac.	—		—

			Salis [281]	Takahashi [361]	Ruark Chenault [278]	Esclangon [286]
	—	2616	02 0	—	—	—
	—	14	46 0	—	—	
	—	13	12 0	—	—	—
	—	12	19 1	—	—	—
	—	11	81 0	—	—	—
	—	10	—	0.15 vac.	—	—
	—	01	48 0	—	—	—
	—	00	79 0	—	—	—
	—	00	32 0	0.86 vac.	—	—
	—	2596	13 2	—	—	—
	—	88	51 2	—	—	—
	—	86	43 2	—	—	—
	—	73	—	—	—	3.83 0
S	$2\,^2P_1-2\,^2S_1$	73	03 8	—	3.12 2	3.03 10
	—	64	02 0	—	—	—
T	$^*D_{5/2}-4\,^2F_{5/2}$	52	—	2.99 2	—	x
T	$^*D_{5/2}-4\,^2F_{7/2}$	52	01	2.17 20	2.01 6	x
T	$3\,^2D_{5/2}-8\,F_{5/2}$	26	—	6.23 00	—	—
T	$3\,^2D_{3/2}-8\,F_{5/2}$	16	—	6.36 5	—	—
T	A (12)—B (18)	12	—	2.40 00	—	—
T	$3\,^2D_{5/2}$—A (15)	09	04 1	9.25 6	—	—
T	$3\,^2D_{3/2}$—A (15)	2499	—	9.94 6	—	—
T	$^*D_{3/2}$—A (7)	95	—	5.73 15	—	—
T	$^*D_{5/2}$—A (2)	88	—	8.06 8	7.96 1	x
	—	75	—	5.22 00	—	—
T	A (9)—B (14)	70	—	0.61 7	—	x
T	$^*D_{5/2}$—A (3), A (9)—B (16)	43	—	(3.72 0.5)	—	—
T	$4\,^2F_{5/2}$—B (6)	34	—	4.30 00	—	—
T	A (12)—B (19)	27	—	(7.08 0)	—	—
T	A (8)—B (14)	26	—	(6.35 1)	—	—
T	$^*D_{3/2}$—A (8)	19	—	9.49 4	—	—
T	A (9)—B (17)	18	—	(8.26 1)	—	x
T	$^*D_{3/2}$—A (9)	2377	—	7.63 3	—	x
T	$2\,^2S_{1/2}-6\,^2P_{1/2}$	67	—	7.91 00	—	—
T	$2\,^2S_{1/2}-6\,^2P_{3/2}$	66	—	6.19 0	—	—
T	A (11)—B (19)	64	—	(4.93 00)	—	—
T	A (1)—B (5)	32	—	2.98 00	—	x
T	A (2)—B (9)	30	—	0.11 00	—	—
T	A (1)—B (7)	26	—	6.18 00	5.73	—
T	A (12)—B (21)	22	—	(2.56 00)	—	—
S	$2\,^2P_2-3\,^2D_2$	21	15	—	—	x
T	$^*D_{3/2}$—A (10)	20	—	0.09 00	—	—
	—	16	—	6.51 00	—	—
S	$2\,^2P_2-3\,^2D_3$	12	87	—	2.87	x
T	A (7)—B (17), A (10)—B (19)	07	—	7.78 0	—	—
	—	2296	—	(6.80 00)	—	—

[1]) Von hier an gibt Takahashi λ vac; nur die eingeklammerten Zahlen sind λ Luft.

			Salis [281]	Takahashi [361]		Ruark Chenault [278]		Esclangan [286]
T	A (6)—B (17)	2295	—	5.32	0	—		—
	—	94	—	4.28	00	—		—
	—	92	—	2.02	0.5	—		—
T	*$D_{\frac{5}{2}}$—5 $F_{\frac{5}{2}}$	90	—	0.86	0.5	—		—
T	*$D_{\frac{3}{2}}$—A (5)	82	—	2.52	0	—		—
T	A (11)—B (20)	72	—	2.38	00	—		—
	—	69	—	9.80	0	—		—
S	$1\,^2S$—$2\,^2P_1$	65	06	—		5.04	10	—
	—	63	—	3.02	00	—		—
T	$5\,^2F$—B (20)	46	—	6.93	00	—		—
T	$2\,^2S_{\frac{1}{2}}$—A (14)	22	—	2.08	00	—		—
	—	13	—	3.67	00	—		—
T	*$D_{\frac{3}{2}}$—A (12)	10	—	0.37	2	—		—
T	$4\,^2P_{\frac{3}{2}}$—B (16)	04	—	4.18	00	—		—
	—	01	—	1.51	00	—		—
T	*$D_{\frac{5}{2}}$—A (6)	2199	—	9.38	00	—		—
T	A (4)—B (16)	98	—	8.14	00	—		—
S	$2\,^2P_1$—$3\,^2P_2$	94	60	—		4.61	2	—
	—	92	—	2.41	00	—		—
T	—	90	—	0.63	0	—		—
T	*$D_{\frac{5}{2}}$—A (7)	88	—	8.55	6	7.78 ?	2	—
	—	86	—	6.95	1	—		—
T	*$D_{\frac{3}{2}}$—$5\,^2P_{\frac{3}{2}}$	82	—	2.64	0	—		—
T	A (4)—B (17)	76	—	6.88	0	—		—
T	A (9)—B (21)	62	—	2.94	0	—		—
T	*$D_{\frac{3}{2}}$—A (13)	55	—	5.70	6	—		—
	—	51	—	1.06	0	—		—
	—	48	—	8.96	00	—		—
	—	47	—	7.76	00	—		—
S	$1\,^2S$—$2\,^2P_2$	44	39	—		4.40 ?	10	—
	—	36		6.17	00	—		—
T	*$D_{\frac{5}{2}}$—A (8)	29		9.12	2	—		—
	—	27		7.13	0	—		—
T	A (1)—B (12)	25		5.66	0	—		—
	—	11		—		1.53 ?	0	—
T	*$D_{\frac{5}{2}}$—A (9)	2096		6.63	8	—		—
	—	88		8.57	2	—		—
	—	46		6.22	0	—		—
T	$4\,^2F_{\frac{5}{2}}$—B (14)	40		0.44	0	—		—
T	*$D_{\frac{3}{2}}$—$6\,^2F_{\frac{5}{2}}$	36		6.79	4	—		—
	—	33		3.03	3	—		—
T	*$D_{\frac{5}{2}}$—$5\,^2F_{\frac{5}{2},\frac{7}{2}}$	28		8.86	1	—		—
T	*$D_{\frac{5}{2}}$—A (11)	08		8.06	2	—		—
	—	01		1.28	0	—		—
T	A (5)—B (21)	1995		5.34	0	—		—
T	*$D_{\frac{3}{2}}$—$6\,^2P_{\frac{1}{2}}$	86		6.81	3	—		—
T	*$D_{\frac{3}{2}}$—$6\,^2P_{\frac{3}{2}}$	85		5.56	2	—		—
T	*$D_{\frac{5}{2}}$—A (12)	65		5.44	2	—		—
T	*$D_{\frac{5}{2}}$—$5\,^2P_{\frac{3}{2}}$	43		3.41	7	—		—

			Takahashi [361]	
T	*$D_{5/2}$—A (13)	1922	2.15	13
T	—	09	93	0
T	*$D_{3/2}$—7 $^2F_{5/2}$	08	71	1
T	A (3)—B (21)	1886	64	00
T	*$D_{3/2}$—A (14)	83	07	0
	—	80	28	1
T	A (1)—B (18)	74	04	2
T	3 $^2P_{1/2}$—B (4)	56	58	3
	—	55	75	00
	—	51	20	0
	—	44	65	0.5
T	*$D_{3/2}$—8 $^2F_{5/2}$	33	99	0.5
T	*$D_{5/2}$—6 $^2F_{7/2}$	27	62	11
T	*$D_{3/2}$—A (15)	25	46	00
T	3 $P_{1/2}$—B (7)	23	43	05
	—	16	10	00
	—	1796	13	00
	—	93	34	2
	—	89	20	00
T	*$D_{5/2}$—6 $^2P_{3/2}$	85	75	12
	—	73	00	1
	—	68	87	0.5
	—	47	66	1.5
	—	39	03	00
T	*$D_{5/2}$—7 $F_{7/2}$	24	35	4
T	*$D_{5/2}$—7 $F_{5/2}$?	23	00	1
	—	21	94	1
	—	07	15	1.5
T	*$D_{5/2}$—A (14)	02	45	5
	—	1678	23	0.5
	—	68	58	6
	—	64	31	5
T	*$D_{5/2}$—8 $F_{5/2}$?	1662	55	00
T	*$D_{5/2}$—A (15)	54	90	6
	—	52	04	0.5
	—	50	14	00
T	2 $^2P_{3/2}$—3 $S_{1/2}$	47	98	6 [1]
	—	44	99	00
	—	28	54	0.5
	—	23	00	0.5
	—	21	70	1
	—	09	94	1
	—	04	93	00
	—	01	66	1
	—	01	05	3
	—	1599	49	00

			Takahashi [361]	
	—	1594	86	2
	—	86	87	00
T	2 $^2P_{1/2}$—3 $^2S_{1/2}$	83	16	4 [1]
T	2 $^2P_{3/2}$—4 $^2D_{3/2}$	73	41	3
T	2 $^2P_{3/2}$—4 $^2D_{5/2}$	71	58	12
	—	69	03	00
	—	47	68	00
	—	45	16	1
	—	29	28	00
T	2 $^2P_{1/2}$—4 $^2D_{3/2}$	14	25	8
	—	1455	70	00
	—	47	59	00
	—	46	18	00
	—	37	82	00
	—	20	16	00
T	2 $^2P_{3/2}$—4 $^2S_{1/2}$	00	06	3
T	2 $^2P_{3/2}$—5 $^2D_{3/2}$	1371	82	1
T	2 $^2P_{3/2}$—5 $^2D_{5/2}$	70	91	5
T	2 $^2P_{1/2}$—4 $^2S_{1/2}$	53	05	2 [1]
T	2 $^2P_{1/2}$—5 $^2D_{3/2}$	26	50	6
T	2 $^2P_{3/2}$—5 $^2S_{1/2}$	1296	47	12
T	2 $^2P_{3/2}$—6 $^2D_{3/2, 5/2}$	81	80	7
	—	61	62	00
T	2 $^2P_{1/2}$—5 $^2S_{1/2}$	56	05	7
T	2 $^2P_{1/2}$—6 $^2D_{3/2}$	42	63	5
T	2 $^2P_{3/2}$—6 $^2S_{1/2}$	41	57	1
T	2 $^2P_{3/2}$—7 $^2D_{3/2, 5/2}$	33	20	1
T	2 $^2P_{1/2}$—6 $^2S_{1/2}$	04	70	0
T	2 $^2P_{1/2}$—7 $^2D_{3/2}$	1196	76	0
T	1 $^2S_{1/2}$—3 $^2P_{1/2}$	1055	83	4 [1]
T	1 $^2S_{1/2}$—3 $^2P_{3/2}$	48	39	4 [1]
T	1 $^2S_{1/2}$—A (2)	913	85	00
	—	891	25	1
T	1 $^2S_{1/2}$—4 $^2P_{1/2}$	90	00	0
T	1 $^2S_{1/2}$—4 $^2P_{3/2}$	88	92	2
T	1 $^2S_{1/2}$—A (8)	60	40	1
T	1 $^2S_{1/2}$—A (9)	54	85	00
T	1 $^2S_{1/2}$—A (10)	47	51	1
T	1 $^2S_{1/2}$—A (11)	39	86	1
	—	38	23	1
T	1 $^2S_{1/2}$—A (12)	32	77	2
T	1 $^2S_{1/2}$—5 $^2P_{3/2}$?	29	49	0
T	1 $^2S_{1/2}$—6 $^2P_{3/2}$	798	42	2.5
	—	35	62	00
	—	10	51	00
	3 $^2D_3$—4 $^2F_4$	530	—	[2]

[1]) Lang[314] gibt eingeordnet: $5P_2$—7S 1648.15 (3); $5P_1$—7S 1583.35 (2); 5S—$6P_1$ 1055.85 (2); 5S—$6P_2$ 1048.44 (2); 5S—mD_2 1335.14 (1)

[2]) Diese Linie ist von Mc Lennan und Allin [353] gemessen.

Tabelle 2a. Termwerte Cd II [361].

m	$^2S_{\frac{1}{2}}$	$^2P_{\frac{3}{2}}$	$^2P_{\frac{1}{2}}$	$^2D_{\frac{5}{2}}$	$^2D_{\frac{3}{2}}$	$^2F_{\frac{7}{2}}$	$^2F_{\frac{5}{2}}$	^2G
1	136376.59	—	—	—	—	—	—	—
2	53386.37	89758.07	92241.29	—	—	—	—	—
3	29077.10	40992.54	41665.80	46531.04	46685.31	—	—	—
4	18335.49	23886.27	24001.74	26128.58	26202.09	27942.34	27955.11	—
5	12624.31	15668.03	15722.44	16814.24	16853.98	17828.65	—	—
6	9223.21	11119.77	11151.36	11738.92	11762.35	12402.97	12386.79	12223.22
7	7033.80	—	—	8663.87	8678.81	9126.47	9092.46	8977.91
8	5540.60	—	—	6657.66	6667.60	—	6957.46	6872.14
9	—	—	—	5275.83	5283.27	—	—	—

$^*D_{\frac{5}{2}} = 67117.74$
$^*D_{\frac{3}{2}} = 6148.296$

A	
(1)	= 29816.97
(2)	= 26936.86
(3)	= 26208.85
(4)	= 24018.12
(5) $^4P_{\frac{5}{2}}$	= 23308.95
(6)	= 21647.54
(7)	= 21425.99
(8) $^4P_{\frac{3}{2}}$	= 20151.36
(9)	= 19423.45
(10) $^4P_{\frac{1}{2}}$	= 18382.34
(11)	= 17319.81
(12)	= 16240.03
(13)	= 15093.47
(14)	= 8378.83
(15)	= 6696.79

B	
(3)	= — 11961.17
(4)	= — 12204.01
(5)	= — 13052.10
(6)	= — 13122.34
(7)	= — 13167.02
(8)	= — 15256.78
(9)	= — 15986.82
(11)	= — 16445.69
(12)	= — 17227.80
(14)	= — 21051.74
(15)	= — 21206.87
(16)	= = 21482.35
(17)	= — 21914.54
(18)	= — 23549.01
(19)	= — 24950.86
(20)	= — 26683.75
(21)	= — 26801.95

Cd III. Zehnvalenzelektronensystem mit Tripletts und Singuletts. Von diesem Spektrum sind nur zwei Stücke bekannt: Esclangon [286] sucht die zugehörenden Linien zwischen λ 3667 und λ 2312 heraus ohne einen Versuch der Einordnung zu machen; Gibbs und White [326] aber bringen eine Liste von eingeordneten Tripletts und Singuletts zwischen λ 2225 und λ 634. Die Ionisierungsspannung ist 32 Volt ($^1S_0$).

Tabelle 3. Cd III nach Esclangon [286].

3695	5	3	3540	7	0	3423	5	4	3333	2	3
82	3	1	32	9	1	3395	6	3	18	7	4
69	5	2	29	8	2	91	5	2	07	0	3
65	8	0	27	3	1	89	8	3	3285	98	6
62	2	1	25	0	0	78	3	1	83	82	6
40	6	0	3486	0	6	74	0	1	76	8	6
31	9	4	53	2	2	71	7	1	67	6	3
26	7	6	24	9	1	53	1	3	64	4	5

3258	5	2
56	2	2
54	6	2
36	67	6
24	21	5
21	63	6
17	8	8
15	5	2
13	8	3
12	8	4
10	1	6
01	8	4
3197	8	4
97	5	1
3196	6	2
95	9	3
90	6	2
87	6	2
85	53	8
82	91	4
78	4	4
76	7	3
76	2	2
74	5	5
73	56	5
70	8	1
63	1	2
61	8	8
60	9	3
57	05	4
55	9	2
54	1	3
53	5	2
48	7	3
44	9	2
41	6	6
29	23	6
27	8	3

3124	4	5
21	8	5
18	9	5
12	93	4
3095	50	10
91	7	2
89	13	3
88	42	3
84	92	10
82	7	3
77	2	6
73	9	5
68	9	6
65	0	8
59	3	5
58	9	1
53	1	5
48	8	5
44	6	0
44	2	1
40	6	1
35	73	4
3032	7	1
30	3	2
27	21	2
25	4	4
22	7	1
17	32	6
14	5	4
11	7	2
11	3	5
09	0	3
06	0	0
04	0	4
03	2	3
00	9	3
2996	5	3
96	05	5

2987	2	5
77	6	1
71	2	5
70	2	2
69	7	1
65	1	2
64	7	2
64	3	3
54	5	1
53	2	2
51	8	5
48	14	7
46	4	1
26	93	3
21	0	1
10	8	6
2893	28	1
90	0	0
72	7	0u
46	42	0
41	60	2
14	86	1
09	01	3
05	55	6
2797	02	2
93	51	0
80	28	5
68	47	2
67	15	6
2757	83	2u
51	88	2
40	50	1
30	88	0u
30	11	0u
29	26	1
28	26	2
26	93	6

2720	2	1
16	34	2
16	00	2
13	31	1
09	02	0
02	7	2
2685	08	4
80	28	6
72	66	2
59	29	1
53	2	1
49	52	2
30	63	1
18	96	7
2593	21	3
36	91	1
01	10	2
2499	85	7
53	02	1
26	38	3
24	10	0
18	30	3
2370	84	0
67	66	0
54	24	0
50	30	3
48	87	0
31	17	0
29	99	1
25	21	00
23	92	00
22	56	2
22	04	0
14	72	0
13	51	0
09	23	0
07	47	0

Cd IV. Für dies Spektrum liegen nur Angaben von Esclangon [286] vor, zum großen Teil auf eigener Messung beruhend; es sind nahe an 400 Linien.

Wenn auch in den Tab. 1, 2, 3, 4 eine große Zahl von Cd-Linien untergebracht und so wenigstens ihre Ionisationsstufe bestimmt ist, so bleiben doch noch zahlreiche Linien übrig, von welchen gar nichts bekannt ist. Dahin gehört namentlich die Liste der Linien, welche Lang [259] für das Schumanngebiet gibt. Sie ist in der folgenden Tabelle 5 abgedruckt. Sie muß natürlich nur Funkenlinien enthalten und bei einigen ist durch vorgesetztes II oder III angedeutet, daß die betreffende Linie sich durch Vergleich mit den Tab. 2 und 3 sicher oder wahrscheinlich als zur betreffenden Stufe gehörig herausstellt.

Aber auch außer diesen Linien im Schumanngebiet finden sich noch zahlreiche Linien (siehe die Tabelle in Band VII), deren Ursprung unbekannt bleibt.

Tabelle 3a. Cd III nach Gibbs und White [326] λ vac.

$^3P_2$—$^1D_2$	2225	13	4	$^3D_1'$—$^1D_2$	1702	02	4
$^3F_3$—$^1D_2$	2112	31	8	$^1D_2'$—$^1D_2$	1678	07	2
$^3P_2$—$^3D_1$	01	17	1	$^1P_1$—$^3D_1$	70	64	5
$^3P_1$—$^1D_2$	2004	73	6	$^3D_2'$—$^3D_3$	67	38	1
$^3P_2$—$^3D_2$	1943	31	3	$^3F_2$—$^3D_2$	55	62	10
$^3D_2'$—$^1D_2$	39	58	5	$^3D_3'$—$^3D_2$	51	80	8
$^3P_1$—$^3D_1$	03	52	5	$^3D_1'$—$^3D_1$	28	48	10
$^3P_2$—$^3D_3$	1874	08	15	$^1D_2'$—$^3D_1$	06	59	7
$^3F_3$—$^3D_2$	56	64	15	$^3F_2$—$^3D_3$	05	08	1
$^3F_2$—$^1D_2$	55	84	9	$^3D_3'$—$^3D_3$	01	50	12
$^3D_3'$—$^1D_2$	51	10	9	$^1P_1$—$^3D_2$	1569	33	3
$^3D_2'$—$^3D_1$	44	67	2	$^1F_3$—$^3D_2$	68	92	8
$^3F_3$—$^3D_3$	1793	38	12	$^3D_1'$—$^3D_2$	32	03	7
$^3P_0$—$^3D_1$	89	15	8	$^1F_3$—$^3D_3$	23	50	5
$^3P_1$—$^3D_2$	73	01	12	$^1D_2'$—$^3D_2$	12	62	5
$^3F_2$—$^3D_1$	68	77	10	$^1D_2'$—$^3D_2$	1470	34	4
$^1P_1$—$^1D_2$	48	10	10	$^3P_1$—$^1S_0$	720	64	8
$^1F_3$—$^1D_2$	47	65	12	$^3D_1'$—$^1S_0$	677	33	8
$^3D_2'$—$^3D_2$	21	89	7	$^1P_1$—$^1S_0$	684	53	15
$^3F_4$—$^3D_3$	07	11	15				

Tabelle 3b. Termwerte Cd III [326].

$^1S_0$	000
$^3D_3$	80463.2
$^3D_2$	82363.3
$^3D_1$	86229.3
$^1D_2$	88881.7
$^3P_0$	142123
$^3P_1$	138765
$^3P_2$	133823
$^3F_2$	142765
$^3F_3$	136224
$^3F_4$	139042
$^3D_1'$	147637
$^3D_2'$	140441
$^3D_3'$	142905
$^1P_1$	146085
$^1F_3$	146101
$^1D_2'$	148475

Tabelle 4. Cd IV nach Esclangon [286].

3656	4	0	3355	7	0	3152	8	1	3046	9	00
45	8	0	48	2	1	50	2	1	45	8	1
41	7	0	44	6	2	49	5	1	43	3	1
3592	5	0	12	2	1	44	7	1	40	1	0
89	8	1	10	9	1	36	9	1	39	6	11
88	5	2	09	5	0	36	3	2	38	3	1
81	0	0u	05	7	0	15	5	2	34	7	0
72	0	0u	02	6	0	10	7	2	32	3	1
68	9	0	3298	2	4	07	85	3	31	5	0
59	2	0	80	7	0	06	71	4	27	86	3
52	6	0	79	6	1	04	57	5	24	1	4
30	4	1	72	7	0	03	5	0	21	8	00
21	6	2	71	6	0	01	9	0	21	4	00
10	5	1u	69	2	0	01	4	1	20	1	0
07	4	0	68	7	0	00	6	2	18	7	1
05	9	00	45	5	0	3099	6	3	16	09	2
02	2	1	43	3	0	99	0	1	15	1	0
3490	5	1	42	5	0	92	8	3	12	4	0
86	9	1	41	1	1	89	6	3	01	8	5
77	5	0	32	1	4	87	1	0	08	3	0
75	2	1	30	0	0	74	74	3	07	4	4
55	1	2	28	3	0	72	5	1	02	4	4
45	7	1	27	8	0	71	7	2	2998	5	6
31	9	1	26	9	0	67	1	0	94	9	3
30	5	1	3193	4	0	62	3	0	94	3	3
3373	0	2	89	0	0	61	9	0	93	9	0
70	2	0	70	2	3	60	29	3	93	2	3
60	6	0	66	5	1	57	51	2	92	3	3
57	4	0	55	2	2	56	41	3	88	3	0

2985	0	0
84	2	1
82	8	3
79	3	2
78	2	2
77	9	1
77	1	0
75	4	1
73	2	0
72	0	4
68	9	2
68	0	00
66	0	0
65	9	1
63	4	0
60	83	4
60	3	2
59	8	2
59	2	0
58	8	1
57	3	1
54	1	3
50	8	1
46	7	0
45	7	2
42	7	2
41	7	0
39	5	0
38	8	1
37	7	0
37	0	1
34	15	5
31	14	4
25	8	0
20	1	1
19	13	5
15	9	0
09	06	1
07	1	1u
04	3	0u
01	0	0
2899	9	00
99	2	1
97	2	0
96	6	1
90	95	3
83	0	3
79	2	0
78	55	0
74	9	0
72	3	1
63	57	3
62	42	2
61	65	3

2859	22	1
58	38	1
53	75	4
51	76	1
48	58	00
46	89	3
45	65	5
43	46	0
43	05	2
40	47	2
39	44	0
35	93	1
34	70	0
33	16	1
32	66	2
31	35	0
30	67	1
29	72	0
28	76	0
27	77	5
24	65	5
22	71	4
21	90	4
19	24	0
10	73	1
07	74	1
07	44	1
00	01	0
2799	12	0u
98	14	3
89	82	1
88	96	0
85	84	1
83	42	4
80	93	1u
78	08	0
74	52	1
73	34	2
70	63	0
58	52	3
56	82	1
54	2	00u
51	12	2
47	01	1
46	30	2
43	85	1
42	65	0
39	85	1
39	04	2
37	39	2
36	20	0u
32	43	1
32	12	1
31	69	0

2724	13	1
17	92	2
15	36	1
08	34	1u
08	15	1
07	39	1
06	00	2
01	85	0
01	22	0
2699	02	00
97	64	3
91	17	0
90	65	2
89	82	1
88	5	5
87	69	5
86	37	1
83	41	0
82	58	1
81	82	2
75	36	4
74	74	4
73	04	2
69	95	2
66	20	1
65	66	2
63	98	4
63	5	4
58	90	1
58	54	2
57	38	1
57	13	1
55	48	2
54	27	3
52	62	2
50	44	5
46	84	2
46	50	1
45	86	5
44	30	0
43	76	2
42	05	1
41	84	3
41	62	2
40	69	5
36	29	5
35	79	2
34	10	0
33	63	2
33	31	2
31	75	2
31	09	3
30	22	5
26	11	4

2624	3	0
23	78	1
22	95	2
21	92	2
21	05	1
20	77	1
20	48	1
18	68	0
17	87	1
17	13	1
16	02	2
14	96	3
14	26	1
13	44	2
13	12	2
12	19	3
11	81	3
08	06	0
07	85	0
02	76	0
04	48	4
00	79	2
2599	87	4
99	51	0
98	46	0u
96	13	5
95	21	2
94	94	2
94	42	3
92	42	3
88	51	5
87	51	3
86	43	3
85	82	3
84	89	3
83	69	4
81	36	6
80	8	2
78	55	1
78	00	0
75	90	2
74	65	1
71	27	2
69	14	1
68	46	1
68	18	2
67	80	1
66	56	1
65	96	3
64	4	2
64	02	4
61	96	2
60	95	2
60	05	2

2559	62	0
57	85	4
56	94	3
55	61	4
54	90	2
52	52	3
50	70	2
49	95	2
48	13	3
46	93	5
45	90	0
45	60	0
43	32	0
40	80	1
38	04	3

2536	08	0
32	86	0
32	56	0
30	59	0
28	16	5
27	39	0
26	56	0
26	15	2
18	39	3
17	36	0
15	71	0
13	00	6
2497	28	1
95	51	1
90	00	1

2489	52	1
85	04	1
81	85	1
77	72	0
75	49	0
75	12	0
73	32	0
72	31	2
47	90	0
45	59	1
44	86	2
37	50	0
31	88	0
22	43	1
21	08	0

2420	65	00
15	66	0
12	64	0
2399	08	2
97	19	3
96	71	2
58	15	00
56	30	00
53	63	00
53	17	0
48	22	6
46	12	00
44	83	00
43	36	0
18	43	0

Tabelle 5. Kurze Wellen nach Lang [259].

	2033	4	2
	26	5	1
II	1995	1	1
	82	4	1
	65	7	2
III	44	0	1
III	39	7	1
	35	7	1
III	1873	8	15
III	56	0	15
	43	9	10
II	28	3	2
	23	7	1
	04	0	1
III	1773	1	8
III	68	8	8
	55	9	1
III	47	9	5
	36	5	1
III	21	8 C?	5
III	08	1	10
	1695	6	3
	88	0 C?	1
	80	5	2
	77	6	2
	56	2 C?	2
III	52	3	2
II	48	3	1
	43	7 H?	1
	39	8	2
III	29	1	10
	25	0 Pb?	1

	1622	3	1
III	02	H?	20
	1593	3	5
II	82	6	2
III	69	6	4
	57	0	3
	24	1 H?	5
II	14	5	20
	03	2 H?	3
	1497	0	2
	83	3	2
	79	6 H?	5
	72	5	8
	66	5	8
	32	9	5
	29	6	5
	21	0?	20
	21	7	20
	10	6	2
	1396	9	20
	76	9	5
II	69	6	20
	45	9	2
II	25	3	3
	21	3	2
	1298	8	2
	93	6	1
	85	4	1
II	81	4	1
	76	3	1
	65	2 Al?	1
	49	0?	1

II	1242	3	1
	32	6	1
	22	7	1
	08	1	1
II	1176	5 C?	1
	32	7?	1
	01	8	1
	1055	9	1
	21	2 H?	1
	18	2	1
	989	0?	1
	81	0	1
	51	7	2
	41	6	2
	889	0	5
	80	9	1
	64	8	2
	46	8	10
	38	2?	15
	798	3?	2
	90	1 O?	2
	79	7 O?	3
	67	5	1
	13	9	1
	10	7	2
	697	3	1
	47	3	1
	43	6 O?	1
	39	4	1
	35	7	1
	31	5	1
	24	0	1

601	2	1
597	5 O?	1
90	5	1
78	4	1
70	5	1
66	8	1
63	0	1
59	6	1
52	7	1
46	5	1
41	6	1
30	5 C?	1
23	6	1
19	0	1
03	5	1
498	3	1
94	9	1
92	4	1
80	6	1
62	6	1
49	4	1
38	4	1
25	6	1
19	4	1
14	3	1
06	7	1
03	1	1
399	4	1
97	2	1
90	8	1
82	4	1
69	2	1

Bau der Linien. Die rote Cadmiumlinie λ 6438, 4696 bei 15° C, 760 mm Druck ist das Fundament aller unserer Wellenlängen. Es ist daher von Wichtigkeit, sich zu überzeugen, daß diese Linie einfach und unveränderlich ist, da bei zahlreichen anderen

Cd-Linien eine Feinstruktur beobachtet worden ist. Daß die Linie einfach sei, ist nie angezweifelt worden, nachdem Michelson, Fabry, Perot, Benoit sie aus diesem Grunde zum Standard aller Messungen gewählt hatten. Es ist auch oft gezeigt worden, daß die Wellenlänge unveränderlich ist. Meggers und Burns [240] sagen z. B., daß sie die Temperatur ihrer Röhren zwischen 250⁰ und 320⁰ geändert hätten, die Stromstärke zwischen 20 und 200 mA, den Druck zwischen 0.005 mm und mehreren Zentimetern, aber nie eine Änderung der Wellenlänge beobachtet hätten. Auch Brown [288] findet keinen Unterschied der Wellenlängen im Vakuumbogen und im Geißlerrohr. Der einzige, der andere Meinung äußert, ist Fukuda. In einer ersten Arbeit [273] sagt er, daß bei Zn, Cd, Hg eine starke Verschiebung der Funkenlinien eintrete, wenn man die Kapazität, oder namentlich die Länge der eingeschalteten Funkenstrecke ändere. Er gibt für zahlreiche Cd-Linien Messungen, die „Verschiebungen" von mehr als 1 A aufweisen. In einer zweiten Arbeit [295] wird speziell die rote Linie behandelt und mit einer Art Interferenzmethode festgestellt, daß durch Ausschalten von Selbstinduktion eine Verschiebung nach Rot um 0.044 A eintrete. Photographien sind beiden Arbeiten beigegeben, und sie zeigen, daß der Verfasser unrichtig gemessen hat. Es handelt sich durchweg um Verbreiterung der Linien, die ja selten symmetrisch ist, sondern meist stärker nach Rot; er nimmt die Mitte der verbreiterten Linie als Ort der Linie und erhält so seine Verschiebungen. Dieser Fehler ist so oft immer wieder gemacht und von Kayser bekämpft worden, daß es kaum lohnt, noch ein Wort darüber zu verlieren. Sonst wäre darauf hinzuweisen, daß in solchen Fällen die Photographie so einzurichten ist, daß die Linie in eine Spitze ausläuft, die den wahren Ort der Linie angibt und keine Verschiebung zeigt.

Eine Menge anderer Linien von Cd I sind auf Feinstruktur untersucht, und es sind eine Reihe theoretischer Betrachtungen angeknüpft. Es sei zuerst das Beobachtungsmaterial gegeben. Eine Abhandlung von Nagaoka und Mishima [279] ist uns nicht zugänglich. McNair [300] nimmt als Lichtquelle einen gekühlten Bogen, zerlegt mit Lummerplatten aus Quarz, deren erste 13 cm lang, 4.40 mm dick ist, während eine zweite 20 cm lang und 6.55 mm dick ist. — Frl. Schrammen [322] hat einen gleichen Bogen, eine Quarz-Lummerplatte von 14.5 cm Länge, 4.81 mm Dicke. Endlich benutzt Albright [367] ein Geißlerrohr mit Wasserstoff, in welches aus einem Seitenrohr mit etwas metallischem Cd durch Erwärmung Spuren von Cd-Dampf gebracht werden können. Ihm stehen auch zwei Quarzplatten zur Verfügung, die 13.5 resp. 20 cm lang sind bei einer Dicke von 4.92 resp. 6.42 mm.

Die folgende Tabelle enthält die Resultate der drei Beobachter, wozu noch ein paar Angaben von Wood [306] gefügt sind. Die Abstände der Trabanten von der mit 0 bezeichneten Hauptlinie sind in Tausendstel A angegeben, mit + bezeichnet nach Rot hin, mit — nach Violett.

5086.0:	+ 77	0 — 25	McNair[1])
	+ 76	0 — 27	Schrammen
	+ 79	0 —	Albright
4800.0:	+ 58	0 — 34 — 81	McNair[1])
	+ 62 + 14?	0 — 29 — 78	Schrammen
	+ 62	0 — — 79	Albright

4687.3:	+ 31	0 — 56	McNair[1])
	+ 30	0 — 57	Schrammen
	+ 31	0 — 57	Albright
4413.2:	+ 28	0 — 15	McNair[1])
	+ 28	0 — 12?	Schrammen

[1]) Siehe auch Snock und Bouma [305].

3614.5:	+ 37.5	0 — 23 McNair[1])
	?	0 — 22 Schrammen
	+ 39.5	0 — 21 Albright
3610.6:		0 — 36 Mc Nair[1])
	+ 3?	0 — 37 Schrammen
		0 — 37 Albright
3500.0:	+ 17	0 — 16 Mc Nair[1])
	+ 17	0 ? Schrammen
3467.7:	+ 31	0 — 15 McNair[1])
	+ 31	0 — 15 Schrammen
	+ 30	0 — 17 Albright
3403.7:	+ 17	0 McNair[1])
	+ 17	0 Schrammen
	+ 16	0 Albright
3261.1:	+ 19	0 Wood[1])
3252.5:	+ 31	0 — 10 McNair[1])

3133.2:	+ 24	0 — 12 — 33 McNair[1])
	+ 25 + 6?	0 — 11 — 32 Schrammen
3080.9:	+ 12	0 — 23 McNair[1])
	+ 13	0 — 22 Schrammen
2980.6:		0 — 26 McNair
2881.3:	+ 21	0 — 10 McNair
2836.9:	+ 11	0 McNair[1])
	+ 11	0 Schrammen
2775.0:	+ 20 + 5?	0 — 8 — 24 Schrammen
2733.9:	+ 9	0 — 17 Schrammen
7687.6:		0 — 11 Schrammen
2660.4:	+ 28	0 Schrammen
2639.6:	+ 9	0 Schrammen
2580.3:	+ 17	0 Schrammen
2288:	+ 21	0 oder 0 — 17 Wood

Die Termaufspaltungen ($\Delta\nu$ in cm^{-1}) hat Albright [367] wie folgt berechnet:

2^3S_1	0.397
3^3S_1	0.369
4^3S_1	0.354
2^3P_1	0.210

2^3P_2	0.281
3^3P_1	0.210
2^1P_1	0.324

3^3D_1	0.184
3^3D_2	0.281 u
3^3D_3	0.281 u

Daneben sind viele Linien von einen oder mehreren Beobachtern als einfach angegeben, nämlich: 6438, 6325, 5154, 4664, 3613, 3466, 3252, 2868, 2748, 2712, 2629, 2601, 2592, 2573.

Neben dem Begriff der Feinstruktur ist der der Hyperfeinstruktur eingeführt worden. Den ersteren will man auf Fälle beschränken, wo mehrere Linien, die von verschiedenen Niveaus stammen, dicht zusammenfallen, während bei der Hyperfeinstruktur die Trabanten von ein und demselben, dann freilich unterteilten, Niveau kommen. (Zur Theorie sehe man z. B. Pauli [Naturw. 12 p. 741] und Back und Goudsmit [Zs. f. Phys. 43 p. 321 und 47 p. 174]). Dabei ist eine neue Quantenzahl i eingeführt worden, die als mechanisches Impulsmoment des Kerns gedacht ist. Durch die Rotation des Kerns soll eine Aufspaltung eines Niveaus eintreten, wenn $i = \frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$ oder ein Vielfaches davon ist, nicht wenn $i = 0$ ist. Wenn nun ein Element Isotopen besitzt, die teils das Kernmoment 0, teils das $\frac{1}{2}$ besitzen, so werden Linien mit Hyperfeinstruktur entstehen, wobei meist die Hauptlinie dem Moment 0 angehört. Von diesen Vorstellungen haben zuerst Back und Goudsmit (siehe oben) bei Bi Gebrauch gemacht.

Es ist klar, daß alle Linien, welche von demselben gespaltenen Niveau ausgehen in Paare mit der gleichen Aufspaltung zerfallen müssen. Man würde daher aus der

[1]) Siehe auch Mohammad und Mathur [317], deren Messungen aber von denen der übrigen Autoren stark abweichen.

Feinstruktur zusammengehörende Linien herausfinden und Schlüsse auf den Bau eines Spektrums ziehen können. So hat man vielfach versucht, die Richtigkeit dieser Annahmen nachzuweisen, und dazu ist besonders auch Cd benutzt worden, dessen Feinstrukturen relativ einfach sind. Zuerst sei Joos [275] genannt, dann Ruark und Chenault [279]. Man erhält aus diesen Arbeiten den Eindruck, daß allerlei Gesetzmäßigkeiten vorliegen, daß aber offenbar die Sachlage nicht so einfach ist. Auf Einzelheiten kann hier nicht eingegangen werden. Dann folgen McNair [300] und Schrammen [322], die kaum weiter kommen. Letztere schließt, es unterliege „wohl keinem Zweifel, daß die Hyperfeinstruktur der Linien hervorgerufen wird durch die Hyperfeinstruktur der Terme“, daß die Feinstruktur von den 6 Isotopen des Cd hervorgebracht werde, wie man früher vermutet (namentlich Nagaoka) sei ausgeschlossen, weil bei allen daraufhin untersuchten Linien (Wali Mohammad, Ann. d. Phys. 39, p. 225 [1912] und Ruark, Phil. Mag. [7] 1 p. 977 [1925]) die Hauptkomponente anderen Zeemaneffekt zeige, als die übrigen.

Einen kleinen Schritt weiter führen Arbeiten von Schüler und Bruck [358, 359]. Sie behandeln das Triplett 5086, 4800, 4678 und die Linie 3133, welche mit den Niveaus $2\,^3P$ und $2\,^3S$ zusammenhängen. Beide seien gespalten, und der Bau der Linien entspreche der Theorie genau, wenn man die Nullinien, die stärksten in der Feinstruktur jeder Linie, ausschließt. Diese bilden also ein ungespaltenes Triplett für sich, gehören also zum Kernmoment $i = 0$, während die andern Trabanten zum Kernmoment $i = \frac{1}{2}$ gehören. Man habe es also mit Isotopen zu tun. Nach Aston [252] seien solche mit dem Atomgewicht 110, 111, 112, 113, 114, 116 vorhanden. Diese teilen sie in 2 Gruppen: die geradzahligen mit Kernmoment 0, und die ungeradzahligen mit Kernmoment $\frac{1}{2}$, die zusammen die beobachtete Feinstruktur ergeben. Dabei müssen sie freilich eine Linie, welche nur von Frl. Schrammen angegeben ist, als richtig annehmen. Goudsmit [348] stimmt im allgemeinen mit Vorigem überein, führt aus, daß außer dem Unterschied in den Kernmomenten bei den Isotopen auch eine Verschiebung der Energieniveaus zu erwarten sei. In [312] folgen theoretische Betrachtungen. Auch White [363] äußert sich zustimmend. Schüler und Keyston [409] sagen, die von den Beobachtern gegebenen Intensitäten der Feinstrukturlinien stimmten nicht mit den theoretischen überein. Sie messen nun selbst die Intensitäten, erhalten gute Übereinstimmung mit der Theorie und erklären die widersprechenden Intensitäten, die die früheren Autoren fanden, mit einer Beeinflussung der Hyperfeinstrukturterme durch die Entladungsbedingungen. Sie geben an, daß der Prozentsatz der mit dem Kernmoment $i = \frac{1}{2}$ aufspaltenden Isotopen, bezogen auf die Summe aller Isotopen, 23% beträgt.

Während die letztgenannten Autoren der Hypothese von Schüler und Brück zustimmen, führt Albright [367] gegen sie an, daß sie nur für die 4 Linien $\lambda\lambda$ 3468, 3614, 3404 und 3613 gilt. Er bezweifelt die Existenz der Komponente $-0.060\ cm^{-1}$ der Linien $\lambda\lambda$ 4800, 3133 und 2775, da sie nur von Schrammen, und auch hier nicht mit Sicherheit, gefunden wurde, und sagt daher, daß die Schülersche Hypothese nur teilweise auf Linien vom Typus $^3S—^3P$ Anwendung finden kann. Auch zeigt er, daß die Voraussagungen der Theorie für die Linie λ 6438 und für die Polarisation der Resonanzlinie $1\,^1S_0—2\,^3P_1$ nicht zutreffen.

Die Wirkung eines schwachen (schwach gegenüber der Koppelung der i—j-Vek-

toren) Magnetfelds auf die Hyperfeinstruktur hat Stark [381] behandelt und speziell die Linie 4678 ($^3S_1$—$3P_0$) behandelt. Die zwei S-Hyperfeinniveaus spalten demnach im magnetischen Feld in 6 Niveaus auf, das P-Niveau in zwei. Es treten 8 Zeemanlinien auf. Er berechnet auch die Größe der Aufspaltungen. Snoek und Bourma [305] messen die Intensitäten der Feinstrukturkomponenten dreier Linien wie folgt: 4678 (11:100:10), 4800 (7:100:6) und 5086 (6:100: ?).

Es sei noch hinzugefügt, daß McLennan und Allin [353] auch für drei Linien des Funkenspektrums die Feinstruktur wie folgt geben:

6465:		0	—.075	
6360:		0	—.055	—.131
3539:	+.053	0	—	

Über die Resonanzlinien λ 2288 und 3261 liegen einige Untersuchungen vor. Zuerst wurden sie von Power [262] und von Terenin [284] gefunden. McNair [320] behandelt die Anregungsbedingungen und die Polarisation der Resonanzstrahlung (λ 3261) beim magnetischen Feld Null (kompensiertes Erdfeld), die er zu 35 % findet. Soleillet [323] findet bei tieferer Temperatur des Dampfes einen größeren Polarisationsgrad und untersucht den Einfluß des magnetischen Feldes auf die Polarisation. In einer zweiten Arbeit [337] berechnet er aus dem Grad der Depolarisation im Magnetfeld die Lebensdauer der $2\,^3P_1$- und $2\,^1P_1$-Zustände und findet, daß das $2\,^1P_1$-Niveau aus mindestens zwei nahe benachbarten Termen bestehen muß. Man sehe hierüber auch Ellett [347]. Über den Einfluß der Hyperfeinstruktur auf die Polarisation der Resonanzlinie λ 3261 bringt Mitchell [405] eine Berechnung, die er auf die oben angegebene Theorie von Schüler und Keyston stützt und die gut mit den Messungen von Soleillet übereinstimmt. Zemansky [412] hat die Absorption der Resonanzstrahlung λ 2288 bei verschiedenen Dampfdrucken gemessen und den Maximalabsorptionskoeffizienten gleich $1.64 \cdot 10^{-11}$ N (N = Zahl der Cd-Atome pro cm³) gefunden. Die Lebensdauer des $2\,^1P_1$-Zustandes ist zu $1.99 \cdot 10^{-9}$ sec berechnet.

Power [262] findet unter besonderen Bedingungen außer der Resonanzlinie λ = 3261 noch die Linien λ 4678, 4800 und 5086 im Fluoreszenzlicht. Kapuściński [314] findet außer diesen noch die Fluoreszenzlinien λ 3614, 3467, 3404 und 3133.
3613, 3466,
3610,

Es liegen mehrere Intensitätsmessungen vor: Dorgelo [253] mißt die relativen Intensitäten im Triplett 5085, 4800, 4678, findet etwa 100:60:30.

Ornstein und Burger [321] untersuchen verbotene Multipletts.

Mit aktivem Stickstoff bringen Okubu und Hamada [334] Metalldämpfe zusammen, um Aufklärung über das Wesen des Cd-Dampfs zu finden. Cd-Dampf zeigt dabei mehrere Tripletts der diffusen und scharfen Serie und die beiden Linien 3261 und 2288.

Ferner liegen Versuche vor, die zeitliche Reihenfolge des Auftretens von Spektrallinien im Funken festzustellen. Sie sind von Brown und Beams [271], Beams [285], Locher [330], Knorr [401] ausgeführt, haben aber keine brauchbaren Resultate ergeben. Kondensierte Funken zwischen Zn und Cd zeigten Linien der Luft und

Bogen- und Funkenlinien des Metalls. Es wird die Zeit gemessen, die zwischen Bildung des Funkens und Auftreten der einzelnen Linien vorgeht, wobei zur Messung der Kerreffekt und Auge oder photographische Platte benutzt werden. Die Beobachter sind darin einig, daß zuerst die Luftlinien auftreten, dann die Funkenlinien, endlich die Bogenlinien. Aber Widersprüche bestehen zwischen den Beobachtern: die gemessenen Zeiten sind außerordentlich verschieden, die Reihenfolge des Erscheinens ist verschieden, — bei einem erscheinen die 3 Linien des Cd-Tripletts gleichzeitig, bei den andern nicht, — sogar die optischen und die photographischen Resultate desselben Beobachters sind verschieden. Es ist deutlich, daß in der Methode erhebliche Fehlerquellen stecken; sie ist von Gaviola (Phys. Rev. [2] 33 p. 1023, 1929) kritisiert worden.

Wie bei zahlreichen anderen Elementen ist auch bei Cd die Absorption durch den Dampf vielfach untersucht worden. Dabei scheint die Absorption und Verbreitung der Resonanzlinien 2288 und 3261 die Hauptrolle zu spielen. Die älteren Beobachter (siehe Bd VII d. Hdb. p. 195—196) erwähnen diese Linien allein. Auch Mohler und Moore [290, 318] besprechen die Linien ausführlich: die Linie 2288 ist schon bei 180° (Druck 0.0001 mm) stark und beginnt bei 0.3 mm sich zu verbreitern. Bei 600° (80 mm) reicht sie bis 2212 (womit die Ausdehnung nach dieser Seite nach anderen Angaben aufhört), bei 200 mm bis 2537, bei 650 mm bis 2800 A. Die Linie 3261 erscheint bei 360° (0.3 mm), ihre Breite ist bei 1900 mm 77 A, bei 2700 mm 100 A, bei 3400 mm 122 A. — Sonst erhalten die Verf. nur Absorptionsbanden, die unter den Bandenspektren besprochen sind. Ganz ähnliche Angaben finden sich auch bei den anderen Autoren für Bandenabsorption.

Sehr viel linienreicher erweisen sich die Absorptionen, die bei Explosionen von Drähten auftreten. Hori [296] sieht die Linien 6439, 5086, 4800, 4678, 4663. Fukuda [310] bekommt weit mehr Linien umgekehrt, indem er die Explosion unter Druck von 8 Atmosphären stattfinden läßt; er nennt: 5086, 4800, 4678, 3610 (3 Linien) 3261, 3252, 2980 (3 Linien), 2837, 2764, die pp′-Gruppe 2329, 2306, 2267, 2239, ferner 2288, 2265, 2144. Es sind ausschließlich Linien von Cd I.

Auch im Unterwasserfunken werden nach Bloch [230] nur Linien von Cd I umgekehrt. Sie nennen die Tripletts 5085, 3612, 2980, während sie nicht umgekehrt erhalten: 5378, 5337, 4415, 3261, 2748, 2573; man sehe auch Bd. VII d. Handb.

Sehr eingehende Untersuchungen macht Frl. Stücklen [269] mit zum Teil abweichenden Resultaten. So erhält sie z. B. auch umgekehrte Linien von Cd II (2265, 2144). Im allgemeinen treten Emissions- und Absorptionslinien zugleich auf, auf kontinuierlichem Hintergrund. Die Zahl der letzteren wird gesteigert durch Erhöhung der Frequenz des Schwingungskreises, Verringerung der Spannung, Vergrößerung des Elektrodendurchmessers. Die umgekehrten Linien gehören sämtlich dem Seriensystem an. Am leichtesten kehren sich beim normalen und ionisierten Atom die Linien um, welche dem Übergang des Elektrons aus der Normalbahn (1^1S und 1^3S) in die nächsthöheren entsprechen.

Eigenartige Versuche führt Smith [283] aus: durch Metallfäden, die sich entweder in Luft oder in Holzkästen eingeschlossen befinden, werden hochgespannte oszillierende Entladungen (20000 bis 55000 Volt) hindurchgeschickt. Die erste Oszillation läßt den Draht verdampfen, die folgenden gehen durch den Dampf. Das Licht fällt auf ein

Konkavgitter, von dort, vor Entstehung des Bildes, auf einen rasch rotierenden Spiegel, der es auf einen Film wirft, der ihn halbkreisförmig umgibt. Bei Rotieren des Spiegels wird das Spektrum in Richtung der Linien verschoben, das zeitlich sich Folgende räumlich getrennt, und man kann verfolgen, wie die einzelne Linie entsteht, sich während der ersten und der folgenden Oszillationen ändert. Nach dem Aussehen teilt er die Linien in 9 Klassen. Er bespricht mehrere Metalle, darunter auch Cd für die Strecke von λ 3000 bis λ 5000. Er erhält hier 10 umgekehrte Serienlinien, eine nicht eingeordnete, 4416 (?). Eine Funkenlinie ist nicht sichtbar.

Den Zeemaneffekt an den beiden Linien λ 4799.90 und 4678.17, die schon früher von Wali Mohammad [150] untersucht wurden, hat Babcock [242] nochmals zur Bestimmung von e/m gemessen. Er gibt die mit den theoretischen übereinstimmenden Werte: (0.50), 1.50, 2.00, für die Linie $^3P_1$—$^3S_1$ und (0), 2.00 für $^3P_0$—$^3S_1$.

Der Starkeffekt bei Cd ist von Nagaoka und Sugiura [261] zwar nicht besprochen aber durch eine Photographie dargestellt. Man sieht starke Verbreitung vieler Linien.

Fujioka [292] benutzt die Methode von Lo Surdo, findet, daß nur die Linien der diffusen Nebenserie verschoben werden, und zwar beide Komponenten nach Rot. Die Verschiebung wächst mit abnehmender Wellenlänge. Die Aufspaltungen in einem maximalen Feld von $3.9 \cdot 10^4$ V/cm zeigt die folgende Tabelle:

λ		n	p	λ		n	p
2980.63	2^3P_2—4^3D_2	+	+	2639.50	2^3P_0—5^3D_1	+ 0.10	+ 0.10
2880.77	2^3P_1—4^3D_2	+	+	2660.40	2^3P_2—6^3D_3	+ 0.70	+ 0.35
2836.90	2^3P_0—4^3D_1	...	...	2580.27	2^3P_1—6^3D_2	+ 0.81	+ 0.36
2763.89	2^3P_2—5^3D_3	+ 0.21	+ 0.21	2544.72	2^3P_0—6^3D_1	+ 0.67	+ 0.51
2677.64	2^3P_1—5^3D_2	+ 0.20	+ 0.15	2602.18	2^3P_2—7^3D_1	+	+

Die Messungen von Fujioka an einigen verbotenen Linien sind weiter oben schon gebracht.

Der Dritte, der sich mit der Frage beschäftigt, ist Deppermann [290]. Da er nur längere Wellen beobachtet, ist es kein Widerspruch gegen das Vorige, wenn er keinen Starkeffekt findet.

Röntgenspektrum.

Auch hier liegen mehrere meist gute Neumessungen vor.

Die Emissionslinien der L-Reihe werden von Coster [233] durchmustert, während Druyvesteyn [307], Siegbahn[1]) und die beiden Richtmyer [356, 357] eine größere Anzahl Satelliten feststellen. Ferner gibt noch Ray [266] als Wellenlängendifferenz des Lα-Dubletts den Wert 8.51 XE an. Sämtliche Messungen sind jedoch an die von Hjalmar aus dem Jahre 1921 angeschlossen, so daß neue Präzisionsmessungen wünschenswert sind.

In der K-Reihe steht es in dieser Hinsicht besser, indem die Werte von Lang [258] mit denen von Leide [276a, 299] und Valasek [362] für die $\alpha_{1,2}$-Linien noch in der vierten Stelle eine recht gute Übereinstimmung zeigen, während die der schwächeren

[1]) M. Siegbahn, Spektroskopie der Röntgenstrahlen, Berlin 1931. 2. Aufl. p. 228.

Linien etwas größere Unterschiede aufweisen, wobei aber immer noch die dritte Stelle durchaus gesichert ist.

Auch über die Intensitätsverhältnisse sind zwei Arbeiten erschienen. Die Werte von Meyer [354] sind bei der Zusammenstellung der Linien der K-Reihe mit aufgeführt. Für die L-Reihe gibt Jönsson [313] nur das Intensitätsverhältnis $\beta_1 : \beta_2 : \gamma_1 = 100 : 36.3 : 15.6$ an. Beide Arbeiten enthalten auch die notwendigen Korrekturen für ungleichmäßige Absorption auf dem Lichtwege. Meyer benutzt die photographische Methode, Jönsson den Spitzenzähler.

Coster und Mulder [289] sowie van Dyke und Lindsay [308] geben neue Werte für die L-Absorptionskanten. Diese unterscheiden sich für die kräftigste, die L_{III}-Kante, nur um eine Einheit in der vierten Stelle, bei den anderen schwächeren Kanten dagegen naturgemäß etwas mehr.

Die Angabe Leides [276a] für die K-Kante ist wohl bis zur vierten Stelle ebenfalls richtig.

Schließlich folgt noch eine Zusammenstellung der Niveauwerte nach Siegbahn, dessen Linienbezeichnungen durchgehend benutzt werden, während die Niveaubezeichnungen nach Bohr und Coster gewählt sind.

Emission, K-Reihe.

Übergänge	Bezeichnung	i¹)	Lang²) [258]	Leide [276a, 299]	Valasek [362]
KL_{II}	α_2	53.8	538.27	538.29	317
KL_{III}	α_1	100	533.94	533.86	904
KM_{II}	β_3	} 26.1³)	} 474.13	474.97	203
KM_{III}	β_1			474.29	080
$KN_{II,III}$	β_2	4.18	—	464.39	203

Absorption.

Kante	i	Coster u. Mulder [289]	v. Dyke u. Lindsay [308]	Leide [276a]
L_{III}	st.	3495.3	3496.3	—
L_{II}	m.	3321.8	3319.2	—
L_{I}	schw.	3070.9	3077.3	—
K	st.	—	—	463.13

Energiewerte der Röntgenniveaus nach Siegbahn⁴).

Röntgenniveau	K	L_I	L_{II}	L_{III}	M_I	M_{II}	M_{III}	M_{IV}	M_V	N_I	$N_{II,III}$	N_{IV}	N_V
Opt. Symbol	$1\,^2S_{\frac{1}{2}}$	$2\,^2S_{\frac{1}{2}}$	$2\,^2P_{\frac{1}{2}}$	$2\,^2P_{\frac{3}{2}}$	$3\,^2S_{\frac{1}{2}}$	$3\,^2P_{\frac{1}{2}}$	$3\,^2P_{\frac{3}{2}}$	$3\,^2D_{\frac{3}{2}}$	$3\,^2D_{\frac{5}{2}}$	$4\,^2S_{\frac{1}{2}}$	$4\,^2P_{\frac{1}{2}\cdot\frac{3}{2}}$	$4\,^2D_{\frac{3}{2}}$	$4\,^2D_{\frac{5}{2}}$
ν/R	**1967.6**⁵)	296.0	274.8	260.8	57.1	48.0	45.4	30.5	30.0	8.2	4.5	1.0	0.9

¹) Nach Meyer [354]. ²) Relativ zu $CuK\alpha_1$: 1537.30.

³) Gegenseitiges Verhältnis $\beta_1 : \beta_3 = 2 : 1$ durch Allison und Armstrong für M_0 gefunden, Phys. Rev. (2) 26, p. 714 (1925).

⁴) Spektroskopie der Röntgenstrahlen, Berlin 1931, 2. Aufl., p. 346.

⁵) Experimentell, die übrigen berechnet.

Messungen mit Kristallgitter. Wellenlängen in XE, bezogen auf Kalkspat: $d_{18^0} = 3029.45$.
Emission, L = Reihe. $n = \infty$

Übergänge	Bezeichnung	i	Coster [233]	Druyvesteyn [307]	Siegbahn [1])	Richtmyer [356, 357]
$L_{III} M_I$	l	0	4471.3	—	—	—
$L_{II} M_I$	η	0	4187.5	—	—	—
$L_{III} M_{IV}$	α_2	1	3956.36 [2])	—	—	—
$L_{III} M_V$	α_1	10	3947.82 [2])	— [2])	— [2])	— [2])
Funkenlinie	α_3	00	—	—	3937.5	3938.0
Funkenlinie	α_4	00	—	—	3934.3	3934.0
Funkenlinie	α_5	0	3928.8	—	3928.9	3929.0
Funkenlinie	α_6	00	—	—	3922.4	3922.2
Funkenlinie	α_7	00	—	—	—	3915.8
$L_{II} M_{IV}$	β_1	6	3730.08 [2])	—	—	— [2])
Funkenlinie	β_1'	00	3719	—	—	3720.4
Funkenlinie	β_1''	00	3711.6	—	—	3712.5
$L_I M_{II}$	β_4	1	3674.25 [2])	—	—	—
$L_I M_{III}$	β_3	1	3636.42 [2])	—	—	—
$L_{III} N_I$	β_6	00	3605.6 [3])	—	—	—
$L_{III} N_{IV, V}$	β_2	2	3506.4	—	—	— [4])
Funkenlinie	β_2'	00	3477.5	3478.7	—	3477.3
Funkenlinie	β_2''	00	3468.4	3470.7	—	3468.2
$L_{II} N_I$	γ_5	00	3418.1	—	—	—
$L_{II} N_{IV}$	γ_1	1	3228.00 [2])	—	—	—
Funkenlinie	γ_1'	00	3302	3296	—	—
$L_I N_{II, III}$	$\gamma_{2,3}$	00	3131.6	—	—	—

2. Bandenspektra.

Trotz zahlreicher Veröffentlichungen über die Bandenspektra, die in Emission, Absorption und Fluoreszenz in Verbindung mit Cadmium auftreten, muß man sagen, daß nur eine einzige Verbindung einigermaßen aufgeklärt ist, das Hydrid. Im übrigen sind die Angaben so verschieden, so widersprechend, die Banden so verschieden gedeutet, daß nichts Positives übrig bleibt.

a) Hydridbanden. Die einzigen früher genauer untersuchten Banden waren die beiden Doppelbanden 4510, 4493 und 4314, 4299, welche Frl. Howson [154] gemessen hat. Fowler und Payn [95] haben wohl zuerst die Vermutung ausgesprochen, sie gehörten zu einem Hydrid. Das ist inzwischen einwandfrei bewiesen. Hulthén, zum Teil mit Bengtsson [236, 237, 244, 274] hat sich wiederholt mit ihnen beschäftigt, und unter Mitwirkung von Kratzer [246, 247] ihre Struktur völlig geklärt. Jede Bande besteht aus 6 Zweigen, P_1,P_2, R_1, R_2, Q_1, Q_2; die erste Kante wird durch den Beginn der Serien P_1 und R_1 gebildet, die zweite Kante durch den Beginn der übrigen Serien. Die beiden Banden gehen von verschiedenen Anfangszuständen aus, haben

1) Nach: Spektroskopie der Röntgenstrahlen, 2. Aufl. p. 228.
2) Nach Hjalmar [213, 216].
3) Nach Coster und Mulder [289], der entsprechende Wert von Coster [233] lautet: 3607.3.
4) Nach Coster [233]. F. K. und R. D. Richtmyer [356, 357] geben noch: $\beta_1^{III} = 3703.9$; $\beta_1^{IV} = 3696.4$; $\beta_2\,(a) = 3501.0$; $\beta_2\,(b) = 3472.6$; $\beta_2\,(c) = 3462.2$

gleichen Endzustand; sie entsprechen dem Übergang $^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$. Als Beweis für die Zugehörigkeit zu CdH führt Kratzer den Bau der Banden an; der weite Abstand der Einzellinien läßt auf ein kleines Trägheitsmoment schließen, wie es bei CdH vorhanden sein muß, nicht aber bei Cd_2, Cd O usw. Mulliken [260] fügt noch ein anderes Argument hinzu: die Banden zeigen keinen Isotopieeffekt. Mulliken führt aus, daß er bei CdH natürlich auch vorhanden sein muß, aber so klein ist, daß er der Messung entgeht, während er etwa bei dem Oxyd oder Nitrid 10- bis 15mal größer wäre und beobachtet werden müßte. Auch sonst behandelt Mulliken diese Banden [301, 333].

Aber damit sind nur die beiden stärksten Banden des sehr komplizierten Bandensystems behandelt. Svensson [382] gibt noch eine große Anzahl dazugehöriger Banden, welche er sämtlich ausmißt. Er gibt Kanten bei

5624	$^2\Pi_{\frac{1}{2}}-{}^2\Sigma_{4\frac{1}{2}}$
5368	$^2\Pi_{\frac{1}{2}}-{}^2\Sigma_{3\frac{1}{2}}$
5146	$^2\Pi_{1\frac{1}{2}}-{}^2\Sigma_{4\frac{1}{2}}$
5081	$^2\Pi_{\frac{1}{2}}-{}^2\Sigma_{2\frac{1}{2}}$
4926	$^2\Pi_{1\frac{1}{2}}-{}^2\Sigma_{3\frac{1}{2}}$
4835	$^2\Pi_{\frac{1}{2}}-{}^2\Sigma_{2\frac{1}{2}}$?
4791	$^2\Pi_{\frac{1}{2}}-{}^2\Sigma_{1\frac{1}{2}}$
4693	$^2\Pi_{1\frac{1}{2}}-{}^2\Sigma_{3\frac{1}{2}}$
4683	$^2\Pi_{1\frac{1}{2}}-{}^2\Sigma_{2\frac{1}{2}}$
4571	$^2\Pi_{\frac{1}{2}}-{}^2\Sigma_{1\frac{1}{2}}$

4500	$^2\Pi_{\frac{1}{2}}-{}^2\Sigma_{\frac{1}{2}}$
4470	$^2\Pi_{1\frac{1}{2}}-{}^2\Sigma_{2\frac{1}{2}}$
4437	$^2\Pi_{1\frac{1}{2}}-{}^2\Sigma_{1\frac{1}{2}}$
4300	$^2\Pi_{\frac{1}{2}}-{}^2\Sigma_{\frac{1}{2}}$?
4247	$^2\Pi_{1\frac{1}{2}}-{}^2\Sigma_{1\frac{1}{2}}$
4198	$^2\Pi_{1\frac{1}{2}}-{}^2\Sigma_{\frac{1}{2}}$
4026	$^2\Pi_{1\frac{1}{2}}-{}^2\Sigma_{\frac{1}{2}}$
3980	$^2\Pi_{2\frac{1}{2}}-{}^2\Sigma_{1\frac{1}{2}}$
3789	$^2\Pi_{2\frac{1}{2}}-{}^2\Sigma_{\frac{1}{2}}$

Alle diese Banden sind nach Rot abschattiert und weisen 2 P-, 2 R-, 2 Q-Zweige auf. Die Mittelzweige P_2, Q_1 und Q_2, R_1 bilden enge Dubletts. Hierzu sehe man Hulthén [236].

Daneben gibt es auch ein System, welches dem Übergang $^2\Sigma \rightarrow {}^2\Sigma$ angehört; die Banden sind nach Rot abschattiert, besitzen 2 P- und 2 R-Zweige.

3524	$^2\Sigma'_{\frac{1}{2}}-{}^2\Sigma_{\frac{1}{2}}$
3420	$^2\Sigma'_{1\frac{1}{2}}-{}^2\Sigma_{\frac{1}{2}}$
3332	$^2\Sigma'_{2\frac{1}{2}}-{}^2\Sigma_{\frac{1}{2}}$
2985	$^2\Sigma'_{3\frac{1}{2}}-{}^2\Sigma_{\frac{1}{2}}$

3174	$^2\Sigma'_{4\frac{1}{2}}-{}^2\Sigma_{\frac{1}{2}}$
3105	$^2\Sigma'_{5\frac{1}{2}}-{}^2\Sigma_{\frac{1}{2}}$
3042	$^2\Sigma'_{6\frac{1}{2}}-{}^2\Sigma_{\frac{1}{2}}$
2985	$^2\Sigma_{7\frac{1}{2}}-{}^2\Sigma_{\frac{1}{2}}$

Ferner findet er ein Band mit Kante 4930, über dessen Deutung er aber nicht sicher ist. Er vermutet einen $^2\Sigma'' \rightarrow {}^2\Pi_{\frac{1}{2}}$ Übergang. Für die Molekular-Konstanten gibt Svensson die in den folgenden Tabellen enthaltenen Werte.

Konstanten der $^2\Pi$-Terme.

	J'	A_0'	B_0'	$J' \cdot 10^{-40}$	$r' \cdot 10^{-8}$
$^2\Pi_{\frac{1}{2}}$	$\frac{1}{2}$	22271,5	5,95	4,655	1,687
	$1\frac{1}{2}$	23948,6	5,73	4,834	1,720
$^2\Pi_{1\frac{1}{2}}$	$\frac{1}{2}$	23272,1	6,02	4,601	1,678
	$1\frac{1}{2}$	24952,6	5,78	4,792	1,712
	$2\frac{1}{2}$	26563,8	5,4	5,130	1,771

Konstanten der $^2\Sigma$-Terme.

Bande	J''	J'	v_0	A_0''	B_0''	$J'' \cdot 10^{-40}$	$r'' \cdot 10^{-8}$
4500	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	22271,5	—	5,32	5,207	1,785
4791	$1\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	20934,4	1337,1	5,04	5,496	1,833
5081	$2\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	19722,2	2549,3	4,71	5,881	1,897
5368	$3\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	18656,7	3614,8	4,32	6,412	1,981
5146	$4\frac{1}{2}$	$1\frac{1}{2}$	19452,5	4496,1	3,81	7,270	2,109
Konstanten der $^2\Sigma'$-Terme.							
3524	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	28359,1	28359,1	2,91	9,519	2,413
3420	$\frac{1}{2}$	$1\frac{1}{2}$	29205,4	20205,4	2,79	9,928	2,464
3332	$\frac{1}{2}$	$2\frac{1}{2}$	29996,4	29996,4	2,72	10,184	2,495
3249	$\frac{1}{2}$	$3\frac{1}{2}$	30757,5	30757,5	2,67	10,375	2,519
3174	$\frac{1}{2}$	$4\frac{1}{2}$	31489,0	31489,0	2,59	10,695	2,558
3105	$\frac{1}{2}$	$5\frac{1}{2}$	—	—	—	—	—
3042	$\frac{1}{2}$	$6\frac{1}{2}$	32849,4	32849,4	2,45	11,306	2,629
2985	$\frac{1}{2}$	$7\frac{1}{2}$	33479,5	33479,5	2,35	11,787	2,685

Für das $^2\Sigma''$-System sind folgende Konstanten berechnet: $v_0 = 20256.2$, $A_0 = 42528$, $B_0 = 5.03$, $J = 5.507 \cdot 10^{-40}$, $r' = 1.835 \cdot 10^{-8}$. Die zugehörigen $^2\Sigma'' \rightarrow {}^2\Pi_{\frac{3}{2}}$-Banden sind noch nicht gefunden.

Außer den Banden des neutralen Hydridmolekels finden Bengtsson und Rydberg [345] auch solche des ionisierten, Cd^+H, zwischen 2700 und 2200. Die Banden sind ebenfalls nach Rot abschattiert, bestehen aus einfachen P- und R-Zweigen. Für die Kanten werden folgende Wellenlängen und Intensitäten gegeben:

v'	→ v''	λ	J
$\frac{9}{2}$	$\frac{15}{2}$	2676,9	0
$\frac{7}{2}$	$\frac{13}{2}$	2674,9	1
$\frac{5}{2}$	$\frac{11}{2}$	2669,0	2
$\frac{3}{2}$	$\frac{9}{2}$	2657,7	2
$\frac{1}{2}$	$\frac{7}{2}$	2641,6	0
$\frac{11}{2}$	$\frac{15}{2}$	2600,9	0
$\frac{9}{2}$	$\frac{13}{2}$	2595,2	1
$\frac{5}{2}$	$\frac{11}{2}$	2586,3	4
$\frac{7}{2}$	$\frac{9}{2}$	2574,8	7

v'	→ v''	λ	J
$\frac{3}{2}$	$\frac{7}{2}$	2558,5	8
$\frac{1}{2}$	$\frac{5}{2}$	2538,2	8
$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	2481,4	6
$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	2461,3	8
$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	2437,9	10
$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{1}$	2340,9	8
$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$	2275,2	5
$\frac{9}{2}$	$\frac{5}{2}$	2263,6	2
$\frac{7}{2}$	$\frac{3}{2}$	2239,8	4
$\frac{5}{2}$	$\frac{1}{2}$	2214,1	2

Die Nullagen einiger Banden sind wie folgt berechnet:

v' → v''	V
$\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$	42680,0
$\frac{1}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	40978,8
$\frac{1}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	39353,2

v' → v''	V
$\frac{3}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	40587,6
$\frac{3}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	39038,8
$\frac{5}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	40258,7

Die Banden sind als $^1\Sigma \rightarrow {}^1\Sigma'$-Übergänge gedeutet. Nachfolgende Tabelle enthält die Bandenkonstanten.

	B_0^*	α^*	J_0	r_0	D_0^*	w_0^*	x^*
$^1\Sigma$	6,06	0,19	$4{,}57 \cdot 10^{-40}$	$1{,}67 \cdot 10^{-8}$	$-2{,}7 \cdot 10^{-4}$	1776,8	0,021
$^1\Sigma'$	4,86	0,09	$5{,}71 \cdot 10^{-40}$	$1{,}87 \cdot 10^{-8}$	$-2{,}6 \cdot 10^{-4}$	1248,9	0,006

$$B_0^* = \frac{h}{8\pi^2 c J_0}$$
$$E = E_0 + hc[\omega_0 v - x\omega_0 v^2 + y\omega_0 v^3 + \ldots] + hc\{Bv[(J + \tfrac{1}{2})^2 + \text{const}] + Dv(J + \tfrac{1}{2})^4 + \ldots\}$$
$$B_v = B_0 - \alpha v + \gamma v^2 + \ldots$$
$$D_v = D_0 + \beta v^2.$$

Die Kernschwingungsformel lautet:

$$\nu = 42936.3 + 1248.9\, v' - 7.25\, v'^2 - [1776.8\, v'' - 37.8\, v''^2 - 0.028\, v''^3]$$

wo v′ und v″ die Kernschwingungsquanten $\frac{1}{2}$, $\frac{3}{2}$, ... sind. Die Dissoziationsenergien der beiden Elektronenzustände sind zu: D′ = 2.5 Volt und D″ = 1.9 Volt bestimmt. Die Dissoziationsenergie des neutralen Hydrids ist nach Svensson D = 0.67 Volt.



Bender [369, 370] erhält das ganze System $^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$ durch Anregung von Cd-Dampf mit Wasserstoff durch Licht der Entladung in Cd mit H (nicht Cd mit He). Die Intensitäten der einzelnen Banden sind dabei aber verschieden. Mit geringer Intensität werden die $^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$-Banden auch durch Stöße zweiter Art zwischen angeregten Cd-Atomen und normalen CdH-Molekülen oder H_2-Molekülen emittiert.

Watson [384] hat das Verhalten der Bande bei λ 4500 ($^2\Pi_{\frac{1}{2}} \rightarrow {}^2\Sigma_{\frac{1}{2}}$) im magnetischen Feld untersucht und gefunden, daß die Aufspaltung (in Dubletts) für die Linien mit $\nu > 5$ von der Größe $2\Delta\nu_n$ ist. Nur bei den Zweigen Q_2, P_2 und R_1 erreicht die Aufspaltung diese Größe erst bei der Linie $\nu = 17$. Die Komponenten dieser Dubletts bestehen aus Gruppen unaufgelöster Zeemanlinien.

b) Oxydbanden. Mohler und Moore [318] haben die Absorption durch Cd-Dampf untersucht, nachdem schon früher Dobbie und Fox [207] sich damit beschäftigt hatten. Diese hatten eine Anzahl Banden angegeben, von welchen Mohler und Moore nichts finden. Dafür sehen sie 7 verschiedene Bandensysteme: I bei 2212; II bei 2781—2653; III bei 3071—3023; IV bei 3104—3083; V bei 3177—3141; VI bei 3249—3222; VII bei 3310—3289. Über die Zugehörigkeit der beiden letzten Gruppen sind sie im Zweifel, die übrigen aber werden dem Cd-Molekül zugeschrieben.

Walter und Barratt [338] wiederholen die Versuche, kommen zum Schluß, daß nur I zu Cd gehöre, die übrigen Banden zu Verbindungen oder Verunreinigungen. So wird II stärker, wenn sie Oxyd hinzufügen, aber verschwindet fast, wenn sie das Oxyd möglichst beseitigen. Sie vermuten also, es seien Oxydbanden. Auch Waring (Phys. Rev. [2] 32 p. 435, 1928 und Nat. 112 p. 675) hat die Gruppen II und VI + VII erhalten, erstere einer In-Cd-Verbindung, letztere einer Hg-Tl-Verbindung zugeschrieben. — Später geben Barratt und Bonar [368] an, sie hätten die Banden II auch von As erhalten; da aber dann gleichzeitig Linien von Bi auftraten, untersuchten sie nun Bi und fanden dort die Banden in voller Stärke. Eine nachträgliche Besichtigung der alten Cd-Platten zeigt auch auf ihnen stets die Bi-Linie 3067. Die

Annahme, daß es sich um Banden von Bi handle, — ob Metallbanden oder Verbindungsbanden, bleibt unbekannt — wird noch dadurch gestützt, daß Narayan und Rao (Phil. Mag. [7] 1 p. 645, 21) sie bei Bi gemessen haben. Dieselbe Gruppe war auch von Jablonski [328] in Fluoreszenz bemerkt und als Cd-Bande angegeben worden, ebenso in [313]. — Auch Mrozowski [378] sagt, die Banden gehörten nicht zu Bi, er habe sie in Absorption erhalten ohne eine Spur der Linie 3067. Was die Identität der Banden mit denen von Narayan und Rao betreffe, so sei die Ähnlichkeit Zufall.

Nach allen diesen Angaben, die man wegen ungenügender Dispersion bei den Photographien und ungenügender Messung nicht sicher beurteilen kann, bleibt es ganz ungewiß, ob es sich um eine Bande von Cd oder einem anderen Element, ob um Metall- oder Verbindungsbande handelt. Barratt und Bonar geben in folgender Tabelle eine Zusammenstellung der besprochenen Messungen:

Walter u. Barratt		Mohler u. Moore	Waring	Narayan u. Rao	Jablonski
2856	0	—	—	2859.9	—
44	0	—	—	42.9	—
25	0	—	—	28.2	2825
10	3	—	—	13.5	10
2797	4	—	2800	2799.8	2795
83	1	2781 II	2787.9	85.0	81
69	2	67	76.3	72.2	67
56	3	56	53.0	59.6	55
45	5	45	44.1	44.8	45
32	5	36	3434.7	32.6	36
21	3	16	29.8	22.0	27
10	2	09	12.4	12.3	08
2699	2	01	05.5	01.9	00
90	1	2694	94.2	93.2	2694
79	0	80	84.2	81.5	78
73	0	73	72.1	70.0	72
60	0	59	61.1	—	59
52	0	53	52.8	—	54
44	0	—	—	—	46

c) Halogenide. Walter und Barrat [338] haben die Gruppe II von Mohler und Moore [318] dem Cd-Oxyd, später dem Bi zugeordnet, wie eben besprochen. Die Gruppen III, IV, V fanden sie sehr verstärkt bei Zufügung von Chlor, erhalten sie auch vom Chlorid und ordnen sie also diesem zu. Diese nach Rot verlaufenden Banden liegen: 3181—3115 (V von M. u. M.: 3177—3141), 3104—3077 (IV: 3104—3083), 3074—3018 (III: 3071—3023). Sie machen dann Versuche mit dem Bromid, welches ihnen nach Rot abschattierte Banden von 3551—3407 liefert, und mit dem Jodid, das zwei Systeme zeigt: 4032—3806 (abschattiert nach Violett) und 4301—4054 (abschattiert nach Rot).

Die Banden VI und VII von Mohler und Moore halten Walter und Barratt für wahrscheinlich zu TlCl gehörig.

Nun liegt aber eine eingehende Untersuchung von Wieland [342, 364] vor, der vollkommen verschiedene Resultate für die Halogenide gibt. Seine Arbeit ist sehr

viel genauer. Nach ihm zeigt das Chlorid zwei Systeme: 6400—3300 hat diffuse nach Rot verlaufende Banden, 3400—3300 hat scharfe nach Violett laufende Banden. Das Bromid zeigt ein System 6400—3300 von diffusen, vielleicht nach Rot verlaufenden Banden, und ein System 3250—3100 von scharfen nach Violett abschattierten Banden. Das Jodid endlich zeigt 3 Systeme: 6600—3600, diffus, nach Rot verlaufend; 3500 bis 3250, scharf, nach Violett abschattiert; 2550—2350, mittelscharf, nach Rot verlaufend. Die Bandenkanten sind in der folgenden Tabelle angegeben.

Tabelle der Bandenkanten von CdBr [364].

v′	v″	λ	J	S	v′	v″	λ	J	S
0	3	3247.2	1	us	2	3	3194.9	4	ms
1	4	44.2	3	ms	3	4	92.25	2	us
2	5	41.7	2	us	0	0	3176.65	9	s
3	6	39.15	1	uss	1	1	74.3	(5)	—
4	7	36.55	1	uss	2	2	71.9	(3)	—
0	2	3223.45	4	ms	1	0	3151.35	7	s
1	3	20.8	5	s	2	1	48.95	5	s
2	4	18.2	3	us	3	2	46.65	3	—
3	5	15.4	3	ms	4	3	44.6	0	—
0	1	3199.95	8	s	2	0	3126.5	2	us
1	2	97.4	6	s	3	1	24.45	3	us
					4	2	22.71	1	uss

Tabelle der Bandenkanten von CdJ [364].

v′	v″	λ	J	S	v′	v″	λ	J	S
10	18	3516.85	1	ms	3	6	38.5	2	ms
11	19	12.95	1	ms	4	7	3435.85	3	us
12	20	09.3	2	ms	5	8	33.55	2	ms
13	21	06.4	1	us	6	9	30.95	2	ms
14	22	02.7	1	ms	7	10	28.5	1	ms
10	17	3497.8	1	us	8	11	26.0	1	us
11	18	93.95	2	ms	1	3	3423.1	2	ms
12	19	90.95	2	ms	2	4	20.75	3	ms
13	20	87.7	3	ms	3	5	18.5	3	ms
14	21	84.55	3	ms	4	6	16.0	2	ms
9	15	3481.2	3	ms	5	7	13.5	2	ms
10	16	78.2	3	ms	6	8	11.5	1	ms
11	17	74.95	2	us	7	9	08.9	0	us
12	18	72.0	2	uss	0	1	3404.8	5	s
9	14	3461.9	1	us	1	2	02.4	3	s
10	15	59.1	1	us	2	3	00.35	4	ms
4	8	3456.35	3	ms	3	4	3398.2	2	us
5	9	53.6	4	ms	4	5	96.05	1	us
6	10	50.6	3	ms	5	6	93.5	0	uss
7	11	48.0	3	ms	6	7	91.15	0	us
8	12	45.3	2	ms	7	8	89.2	0	us
9	13	42.95	1	ms	8	9	87.35	1	ms
2	5	3440.85	2	us	9	10	85.6	1	ms

s = scharf, ms = mittelscharf, us = unscharf.

v′	v″	λ	J	S
0	0	3384.4	7	s
1	1	82.6	—	—
2	2	—	—	—
3	3	3379.25	1	us
4	4	76.25	2	s
5	5	74.35	2	s
6	6	72.25	3	ms
7	7	70.35	3	ms
8	8	68.4	2	ms
9	9	66.55	2	ms
10	10	64.6	1	ms
1	0	3362.2	5	ms
2	1	60.35	6	ms
3	2	58.3	5	ms
4	3	56.5	4	ms
5	4	54.8	2	us
6	5	53.0	1	uss
10	9	46.05	1	us
11	10	44.25	2	ms
12	11	42.45	3	ms
2	0	3340.85	2	ms
3	1	39.0	3	us
4	2	37.0	3	ms
5	3	35.45	4	ms
6	4	33.8	4	us
7	5	32.25	3	uss
8	6	30.65	2	uss
9	7	29.05	2	uss
10	8	27.5	1	uss
11	9	25.75	0	uss
4	1	3317.4	1	ms
5	2	16.0	2	ms
6	3	14.35	2	ms
7	4	12.9	3	ms
8	5	11.65	3	us
9	6	10.4	3	us
10	7	08.7	2	us
11	8	07.35	2	us
12	9	06.2	2	us
13	10	04.8	1	uss
14	11	03.6	1	uss
15	12	02.25	0	uss
16	13	00.85	0	uss
11	7	3289.3	1	us
12	8	88.2	1	us

Wieland gibt die Kantenformeln wie folgt an:

CdBr: $\nu_{v',\,v''} = 31458.3 + 254.5\,(v' + \tfrac{1}{2}) - 230.0\,(v'' + \tfrac{1}{2}) - 0.75\,(v' + \tfrac{1}{2})^2 + 0.50\,(v'' + \tfrac{1}{2})^2$

CdJ: $\nu_{v',\,v''} = 29530.0 + 196.6\,(v' + \tfrac{1}{2}) - 178.5\,(v'' + \tfrac{1}{2}) - 0.70\,(v' + \tfrac{1}{2})^2 + 0.625\,(v'' + \tfrac{1}{2})^2.$

Das zweite Bandensystem schreibt Wieland dem CdJ_2 zu. Die einzelnen Bandengruppen enthalten hier noch Untergruppen. In der Tabelle ist die Zugehörigkeit zu einer Obergruppe mit römischen, zu einer der Untergruppen mit arabischen Ziffern gekennzeichnet.

Tabelle der Bandenkanten von CdJ_2 [364].

Gruppe	λ	J	S
I, 1	2364.0	0	us
II, 2	73.9	1	ms
II, 3	79.7	1	ms
III, 3	83.8	2	s
III, 4	89.65	3	ms
IV, 4	93.7	2	us
III, 5	95.5	1	us
IV, 5	99.6	3	ms
IV, 6	2405.4	2	us
V, 6	09.6	2	us
V, 7	15.6	3	ms
VI, 7	19.7	1	us
V, 8	21.7	1	us
—	25.45	3	ms
VI, 8	2425.8	3	ms
VI, 9	31.6	1	us
VII, 9	35.55	2	s
VII, 10	2441.65	1	ms
—	41.9	3	us
VIII, 10	45.7	1	us
IX, 10	49.5	0	us
VIII, 11	51.7	1	ms
—	52.15	2	us
X, 11	59.4	0	uss
IX, 12	61.85	1	ms
—	62.3	2	us
X, 13	71.85	1	ms
—	72.35	2	ms

Das Absorptionsspektrum des CdJ_2 hat Butkow [387] in dem Spektralbereich von 7000 bis 1950 Å untersucht. Es ist ein kontinuierliches Spektrum mit drei Maxima bei 2610, 2205 und 2075 Å. Diese Maxima werden mit der verschiedenen Dissoziation der Moleküle bei der Absorption des Lichts in Verbindung gebracht.

d) Metallbanden. Über solche Banden sind sehr mannigfaltige, oft nicht übereinstimmende Beobachtungen gemacht worden, die eine sichere Beschreibung des Spektrums bis in die jüngste Zeit nicht möglich machten. Von den früheren Arbeiten soll daher nur die von Mrozowski [328, 378] aus 1930 besprochen werden, in der er nachweisen will, daß Hg, Cd und Zn ganz gleich gebaute Bandenspektra haben. Im Absorptionsspektrum findet er: (α) die sehr verbreiterte Resonanzlinie 3261, — die er als Band bezeichnet. (β) schwache unsymmetrische Banden 3178; — dies ist die Bande V von Mohler und Moore (3177—3141), die von Walter und Barratt zu TlCl gerechnet wird. Dann folgt (γ), eine schwache Bande, welche nichts anderes ist, als die oben besprochene Bande II von Mohler und Moore; deren Banden III und IV fehlen also bei Mrozowski. Die nächste „Bande (δ)“ ist nichts anderes, als die unsymmetrisch verbreiterte Resonanzlinie 2288. Den Schluß macht ein schwaches Band (ε) bei 2212 und ein von Jablonski zuerst bemerktes Band bei 2116 (η).

Das Band bei 2116 ist noch öfter beobachtet worden, so von de Groot [327], von Winans [365]. Letzterer beschreibt die Absorptionserscheinungen bei wachsendem Druck so: bei kleinem Druck erscheint die Linie 2288, die sich mit Druck symmetrisch verbreitert bis zu 60 A. Bei 60 mm Druck erreicht sie die Linie 2212, die nicht überschritten wird, obgleich nach langen Wellen hin die Verbreiterung fortschreitet bis λ 2530 bei 186 mm Druck. Oberhalb 130 mm sind auf der langwelligen Seite Banden sichtbar, die von 2650 bis 2780 reichen (Mohler und Moore Gruppe II), welche nach Violett hinlaufen. 2212 verbreitert sich schwach nach langen Wellenlängen, 2114 symmetrisch. In der elektrodenlosen Entladung ist das Band 2114 sichtbar, nicht aber 2214. Daraus berechnet er [365] die Dissoziationsenergie zu 0.20 Volt. Ein kontinuierliches Spektrum reicht von 4800 bis 2240 mit Maxima bei 4400, 3300, 2980, 2288. Er meint die Gruppe II gehöre zu Cd_2, nicht zum Oxyd.

In neuerer Zeit hat Hamada [388] das Spektrum in Emission untersucht und größtenteils mit denen von Mrozowski übereinstimmende Resultate erhalten. Ein kontunierliches Spektrum mit einem Maximum bei der Resonanzlinie 3261 ($1\,^1S_0$—$2\,^3P_1$) erstreckt sich bis 3170. Auf der langwelligen Seite zeigt es ein zweites Maximum bei 3939 und endet bei 4044. Es ist dies das von Mrozowski mit (α) bezeichnete Bandensystem. Zwischen 4044 und 3664 liegt ein Bandensystem mit folgenden Kanten:

4044	3966	3879	3813
4029	3953	3866	3779
4012	3939	3850	3746
3996	3925	3836	3714
	3903		3688
			3664

Ein diffuses Band erstreckt sich von 3186 bis 3148 mit einem Maximum bei 3178; das System (β) von Mrozowski. Die Bande (γ), nach Mohler und Moore „Cd II“, wurde nicht gefunden und gehört wohl dem Oxyd an. Ein kontinuierliches

Band mit einem Maximum bei der Resonanzlinie 2289 ($1\,^1S_0$—$2\,^1P_1$) erstreckt sich bis 2191 (hier wohl das Band ε bildend) und auf der langwelligen Seite bis 2850. Es ist dies das Band (δ). Auch das kontinuierliche Band (η) zwischen 2136 und 2112 mit einem Maximum bei 2124 wurde gefunden. Weiterhin fand Hamada ein Bandensystem zwischen 5400 und 4058 mit einem Maximum bei 4530. Es zeigt 12 deutliche Banden mit den Kanten bei:

4463	4392	4319	4253
4439	4369	4296	4231
4416	4343	4275	4210.

Die Banden werden als Übergänge von den Zuständen $2\,^3P_0$, $2\,^3P_1$, $2\,^3P_2$ oder $2\,^1P_1$ zu dem $1\,^1S_0$-Zustand gedeutet. Die Dissoziationsenergie wird zu 0.24 Volt berechnet.

Zu den Bandenspektren sei noch hinzugefügt, daß Winans [366] in einem Gemisch von Quecksilber- und Cadmiumdampf neue Banden entdeckt, die von 2488 bis 2407 reichen. Waring [340] hat wie oben erwähnt in Gemischen von In- und Cd-Dämpfen bei Temperaturen von 400°, 500° und 800° Absorptionsbanden gefunden, die er dem InCd Molekül zuschreibt. Sie reichen von λ 2634 bis λ 2800. Bei 800° tritt noch ein Bandensystem zwischen 2333 und 2353 auf. Die Absorptionsspektren von Gemischen von Cd mit Alkalimetallen hat Baratt [344] untersucht und hat Banden mit enger Feinstruktur und diffuse Banden im sichtbaren Gebiet gefunden.

Über die Fluoreszenz des Cadmiumdampfes sind eine ganze Reihe von Publikationen erschienen, namentlich auch von polnischer Seite, die uns nicht zugänglich sind. Es seien die andern hier kurz besprochen. Van der Lingen [238] sieht in Fluoreszenz, erregt durch Funkenlicht, eine Bande die bei 2288 scharf begrenzt und nach 2314 abschattiert ist. Bei höherer Dampfdichte „fehlt ihr der Kopf“, sie beginnt dann scharf bei 2313, reicht bis 3005, wo sie auch scharf begrenzt endet. Von 2745—3005 ist eine kannelierte Bande, in welcher er „16 Linien“ (soll wohl heißen: Kanten) zählt. Terenin [284] sieht die beiden Linien 2289 und 3261, erstere viel schwächer, wohl wegen Absorption. — Power [277] belichtet mit Funken von Cd, Fe, Ni, sieht die Linien 3262, 4678, 4800, 5086, schwach 2289. Namentlich in destillierendem Dampf ist die Fluoreszenz stark. Kapuściński [276, 315] sieht außer den Resonanzlinien 2289 und 3261 auch zahlreiche andere: 3613, 3467, 3404, 5086, 4800, 4678, 3133. Oberhalb 600° beginnt die Fluoreszenz wieder abzunehmen, ist bei 950° schon sehr gering. Die Linien werden auch erregt durch Funken von Zn, Mg, Fe, Al. Anwesenheit von Wasserstoff löscht sie nahezu aus. — Jablonski [311, 312] unterscheidet: Resonanzstrahlung der beiden Linien, Linienfluoreszenz von Kapuściński [351], Bandenfluoreszenz. Die Linienfluoreszenz werde angeregt durch eine ultraviolette Bande, die mit keiner Absorptionslinie zusammenfalle. Diese Bande reicht in Absorption von 2140 bis 1990, in Fluoreszenz liegt sie bei 2130. Sie wird erregt durch Licht von λ 2110 bis 2130. Kapuściński habe sie auch in Emission bei elektrodenloser Entladung erhalten. Diese Fluoreszenz sei am besten sichtbar, wenn die Temperatur 600—700° beträgt, sie verschwinde bei 800°. — Sonst erwähnt er noch an Fluoreszenzbanden: die im sichtbaren Gebiet 5100 bis 3800 (er verweist hier auf Kapuściński (C. R. Soc. Polen. de Phys. 5, p. 57, 1925), eine Bande bei 2289, eine Bande von 2260—3050, eine schmale

Bande bei 3261. — Mrozowski [378] macht keine eigenen Beobachtungen, benutzt nur die fremden.

Daß Wasserstoff die Resonanzstrahlung erheblich ändern kann, ist zuerst bei Hg gefunden. Bender [369] untersucht es für Cd. Die Resonanz wird in einem Rohre angeregt, um welches ein Geißlerrohr gewickelt ist, das Wasserstoff und Cd-Dampf enthält. Dann erscheint im Resonanzrohr 3261 und Tripletts. Wird in das Resonanzrohr N oder CO eingelassen, so werden die Tripletts stark geschwächt, die Resonanzlinie weniger; bei N muß dessen Druck auf 35 mm steigen, um die Resonanzlinie auf die halbe Intensität zu bringen, bei CO genügen dazu schon 3 mm. Wasserstoff wirkt sehr viel stärker schwächend, die Resonanzlinie kann ganz verschwinden. Dafür treten Cadmiumhydridbanden auf, wenn die Anregung durch H + Cd geschieht, nicht, wenn durch He + Cd. — Die stark schwächende Wirkung des Wasserstoffs finden auch Bates [324], Hoffmann [389], Black und Nash [386]. Erklärungsversuche sehe man bei Bender.

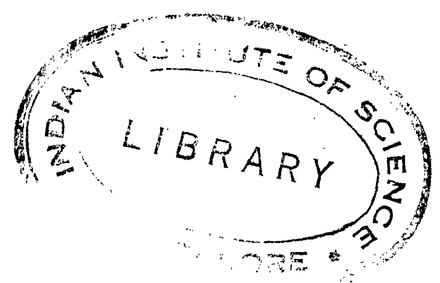
Der Ramaneffekt an Cadmiumhalogeniden in wäßriger Lösung wurde von Braune und Engelbrecht [371] untersucht, die keinen Effekt fanden. Krishnamurti [375] fand bei kristallisiertem CdJ_2 drei schwache Ramanlinien mit $\Delta\nu = 105$, 345 und 395.

An Cadmiumbromat wurde der Effekt von Schaefer, Matossi und Aderhold [380] untersucht und die Ramanfrequenz $\Delta\nu = 787$ gefunden. Dies entspricht einer ultraroten Schwingung von 12.7 μ, die aber optisch inaktiv ist.

Am kristallisierten pulverförmigen Nitrat fand Krishnamurti [374] die inaktive Frequenz $\Delta\nu = 1051$.

Das Sulfat in wäßriger Lösung wurde von Nisi [355], Ramaswamy [379] (Phys. Ber. 1930, 2617) und Embirikos [373] untersucht. Die Mittelwerte der von ihnen gefundenen Frequenzen sind $\Delta\nu = 452$, 620, 983, 1108. Von diesen sind die erste und dritte inaktiv, die zweite und vierte aktiv. Am kristallisierten Sulfat fand Embirikos [373] die inaktive Frequenz $\Delta\nu = 1003$. Krishnamurti [376] fand außerdem noch die Frequenzen $\Delta\nu = 447$ und 1120, von denen nur die letzte aktiv ist.

Abgeschlossen 1. 2. 32.



Cer (Ce = 140.13; Ce^{140}, Ce^{142}; Z = 58).

Literatur.

Nachtrag.

[35a] E. Wagner, Spektraluntersuchungen an Röntgenstrahlen II. Sitzungsber. bayer. Akad. d. Wiss. Math.-Phys. Kl. **31** (1916).

[39a] A. Dauvillier, Recherches spectrométriques sur les rayons X. Ann. de Phys. et Chim. (9) **13** p. 49 (1920).

[44a] C. C. Kiess, B. S. Hopkins and H. C. Kremers, Wavelengths longer then 5000 Å. in the arc spectra of yttrium, lanthanum and cerium etc. Bull. Bur. Stand. **17** p. 318—351 (1921). Sc. Pap. No. 421.

---

[46] D. Coster, On the spectra of X-rays and the theory of atomic structure. Phil. Mag. (6) **44** p. 546—573 (1922).

[47] J. Cabrera, Sur les limites d'absorption K de quelques élements. C. R. **176** p. 740—741 (1923).

[48] D. Coster, Y. Nishina und S. Werner, Röntgenspektroskopie: Über die Absorptionsgrenzen in der L-Serie der Elemente La (57) bis Hf (72). Zs. f. Phys. **18** 207—211 (1923).

[49] A. Dauvillier, Recherches spectrographiques de haute fréquence dans le groupe des terres rares. C. R. **176** p. 1381—1383 (1923).

[50] F. W. Aston, The mass spectra of zirconium and some other elements Nat. **114** p. 273 (1924).

[51] R. J. Lang, On the ultra-violet spark spectra of some of the elements. Phil. Trans. A. **224** p. 371—419 (1924).

[52] Arvid Leide, Experimentelle Untersuchungen über Röntgenspektren, K-Serie. Diss. Lund (1925) und Zs. f. Phys. **39** p. 686—710 (1926).

[53] J. Nishina, On the L-absorption spectra of the elements from Sn (50) to W (74) and their relation to the atomic constitution. Phil. Mag. (6) **49** p. 521—536 (1925).

[54] J. M. Cork and B. R. Stephenson, The K-series emission spectra for elements from atomic number 50 (Sn) to atomic number 83 (Bi). Phys. Rev. (2) **27** p. 103 (1926), Abstr.

[55] J. M. Cork and B. R. Stephenson, The K-emission spectra for elements tin (50) to hafnium (72). Phys. Rev. (2) **27** p. 530—537 (1926).

[56] R. C. Gibbs and H. E. White, Rubidium and caesium-like doublets of stripped atoms. Proc. Nat. Acad. **12** p. 551—555 (1926).

[57] M. C. McDonald, Miss E. E. Sutton and A. B. McLay, The arc and spark spectra of a number of elements in the lower quartz spectral region. Trans. Canada (3) **20** Part. III p. 313—322 (1926).

[58] J. C. McLennan and M. J. Ligett, Arc and spark spectra of rare elements in the fluorite region. Trans. Canada (3) **20**, Part. III p. 377—383 (1926).

[59] A. S. King, Characteristics of the neutral and of the singly and doubly ionized spectra of cerium. Phys. Rev. (2) **30** p. 366 (1927).

[60] H. Margenau, On the Zeeman effect of the cerium spectrum. Phys. Rev. (2) **30** p. 458—465 (1927).

[61] A. S. King, Temperature classification of the stronger lines of cerium and praseodymium. Astroph. J. **68** p. 194—245 (1928).

[62] R. C. Gibbs and H. E. White, Relations between doublets of stripped atoms in five periods of the periodic system. Phys. Rev. (2) **33** p. 157—162 (1929).

[63] L. Rotta and G. Piccardi, On the ionization potentials of the rare earth elements in relation to their position in the periodic system. Phil. Mag. (7) **7** p. 286—301 (1929).

[64] E. Lindberg, The M- and N-series. A spectroscopic study of X-rays. Nova acta reg. soc. sci. Upsal. (4) **7** No. 7 (1931).

[65] R. Brunetti und Z. Ollano, Zur Aufspaltung zwischen den 2 F-Niveaus des Ce IV. Zs. f. Phys. **75** p. 415—417 (1932).

[66] A. S. King and R. B. King, The spectrum of doubly ionized cerium. Astroph. J. **75** p. 40—45 (1932).

Das außerordentlich linienreiche Spektrum, welches Cer im Bogen entwickelt, ist sehr uncharakteristisch durch das Fehlen stärkerer Linien und die gleichmäßig geringe Intensität aller. So war es noch niemand gelungen, eine Trennung der Linien in solche des neutralen und des ionisierten Atoms auszuführen. Jetzt ist der Anfang einer solchen Trennung King [61] gelungen. Er photographiert das Spektrum des elektrischen Ofens, findet, daß sämtliche hier auftretenden Linien im Bogenspektrum vorhanden sind, wenn auch sehr schwach, während sie im Funkenspektrum fehlen, bis auf einige wenige. So ist zu schließen, daß das gewöhnliche Bogenspektrum mit allen stärkeren Linien zum ionisierten Atom gehört, nur schwache Linien zu Ce I gehören. Das gilt namentlich vom violetten und blauen Teil, wo zudem viele dieser Linien mit solchen des ionisierten Ce zusammenfallen. Im Grün werden Linien von Ce I zahlreicher, im Gelb und Rot dominieren sie.

King photographiert das Ofenspektrum bei 3 verschiedenen Temperaturen zwischen 2000° und 2700°, außerdem im Funken und im offenen Bogen. Durch die Änderung der Intensität kann er für die meisten Linien entscheiden, ob sie zu Ce I gehören. Wenn noch Zweifel bleiben, wendet er das auch früher von ihm mit Erfolg gebrauchte Mittel an, etwas Cs beizufügen; wegen seines niedrigen Ionisationspotentials liefert es zahlreiche freie Elektronen, welche die Ionisierung der Ce-Atome rückgängig machen. Bei Zusatz von Cs verschwinden also die Funkenlinien, die Bogenlinien bleiben unverändert.

King sucht zwischen den Grenzen λ 7049 und 2976, — soweit reicht das Spektrum im elektrischen Ofen — 1362 stärkere Linien heraus; die Wellenlängen entnimmt er meist Kiess, Klein, Exner und Haschek (siehe Band VII des Handbuchs), doch fügt er auch zahlreiche eigene Messungen zur Ergänzung und Korrektur hinzu. Die Linien werden in Temperaturklassen eingeordnet, wobei I bedeutet, daß die Linie schon bei der tiefsten Temperatur sichtbar ist, II, daß sie schnell an Intensität wächst, III, IV und V, daß sie erst bei einer höheren Temperatur erscheint. Die Linien von Ce I gehören fast alle zu den drei ersten Klassen. Die angegebenen Intensitäten sind solche des Bogens. In den folgenden Tabellen 1 und 2 geben wir die Linien von Ce I und die Funkenlinien nach King, da sie das Fundament bilden, auf dem die weitere Untersuchung der Struktur der Linienspektra aufgebaut werden muß. Um indessen die erste Tabelle zu kürzen, lassen wir alle Messungen von Kiess, die bis λ 5500 reichen, fort; man wird im wesentlichen alle von ihm gemessenen Linien für Ce I annehmen können. Diese Linien sind schon abgedruckt in Bd VII p. 201—225. Die Tab. 1 enthält also oberhalb λ 5500 nur die wenigen von King hinzugefügten Linien.

Tabelle 1. Ce I nach King [61].

6705.92	3	III	5355.61	4	II	5204.72	4	II
5975.97	15	I	55.20	6	II	04.27	4	II
10.13	20	I	47.82	4	II	03.27	4	II
09.88	30	II	36.21	8	I	02.58	3	II
5773.12	50	I	35.72	15	I	02.48	4	II
72.89	15	I	29.52	4	II	01.39	10	I
5582.73	20	I	28.05	20	I	00.43	7	II
12.13	?	I	17.58	1	II	00.13	3	II
5498.19	20	II	14.99	3	II	5198.68	2	II
91.10	3	I	14.83	3	II	94.74	4	II
82.00	12	III	14.38	4	II	91.76	?	II
78.61	8	I	13.91	4	II	91.70	?	II
73.53	10d	I	08.52	8	II	88.64	12	II
68.36	15	III	08.30	3	II	87.38	?	II
65.35	20d	I	03.31	6	I	83.18	4	II
60.09	6	II	5298.23	4	II	81.91	8	I
58.86	3	I	96.58	15	II	81.74	3	II
57.22	4	II	94.04	4	II	80.88	8	I
56.40	6	I	90.92	6	I	78.68	3	II
53.99	3	II	86.79	3	II	77.73	3	II
51.80	3	III	81.35	3	II	74.58	30	II
50.05	3	III	77.49	3	II	69.74	4	I
49.28	30	II	76.9	2	II	64.38	4	II
46.20	4	II	71.87	12d	I	61.48	40	II
45.46	4	I	71.03	5	II	59.68	40	II
38.46	3	I	69.52	6	II	50.39	6	I
33.37	2	III	64.18	6	I	49.98	15	II
30.29	4	III	61.69	8	I	49.64	8	I
27.29	4	II	59.9	2	II	40.48	4	II
26.43	3	II	54.82	4	II	39.76	3	II
23.47	4	II	50.45	2	II	38.00	4	II
20.41	20	II	50.10	2	II	37.12	4	II
18.71	5	I	49.59	3	II	35.32	2	II
14.15	4	II	49.19	2	II	34.46	4	II
11.83	3	II	45.89	20	II	29.58	35	II
09.41	?	II	45.26	2	II	25.00	10	II
01.20	4	III	44.48	10	I	22.68	4	II
5399.61	4	II	43.06	4	II	22.39	12d	I
99.08	3	II	38.49	4	I	20.69	6	II
97.65	30	I	33.79	3	II	15.62	5	II
95.75	4	II	30.84	3	II	15.23	15	II
95.28	6	I	30.13	4	II	15.03	4	II
91.89	5	II	29.76	15	I	12.69	20	II
86.35	15	I	23.48	20	II	11.59	5	II
82.61	6	II	22.96	4	II	07.47	4	II
79.96	4	II	21.94	3d	II	07.18	4	II
71.60	2	II	16.40	3	II	5099.40	4	II
69.12	3	II	11.92	25d	II	97.29	2	II
63.36	12	II	11.04	3	II	91.76	5	I
59 91	3d	II	08.91	4	II	84.81	1	II
59.30	2	II	07.34	2	II	84.18	5	II
57.21	4	I	05.13	5	II	83.58	4	II

5080.48	4	II
75.20	?	II
74.67	5	II
71.73	20	II
71.49	6	I
65.88	12	II
63.92	6	II
55.97	3	II
55.77	8	II
54.15	12	I
53.52	5	II
53.27	4	II
50.98	4	II
48.80	12	I
48.53	1	II
42.09	4	II
40.85	25	I
40.00	2	II
39.74	4	II
37.99	2	II
36.65	6	I
33.80	4	II
31.72	6	II
28.31	8	I
21.42	12	I
16.49	8 d	I
13.75	10	I
12.47	5	II
09.44	2	II
09.07	40	I
05.69	5	II
03.27	3	II
01.49	3	II
4998.12	8	I
95.26	1	II
94.61	6	II
92.39	6	II
90.65	4	II
88.68	5	I
87.52	5	II
86.43	15 d	II
82.13	2	II
74.09	4	I
72.20	5	II
71.90	5	II
71.66	4	II
70.64	6	I
70.10	3	II
66.38	6	II
65.25	3	II
65.18	4	II
58.24	2	II
56.98	3	II
4955.96	4	II
55.39	4	I
54.03	4	II
53.73	3	II
48.67	7 d	I
39.13	20	I
38.81	2	II
30.72	5	I
30.56	2	I
24.56	—	I
24.27	20	I
24.04	2	II
21.94	3	II
20.80	12	II
19.90	5	I
15.67	20	II
15.30	20	I
14.09	2	I
13.40	2	I
08.12	3	II
04.85	8	I
01.67	10	I
4899.91	30	II
98.19	5	II
97.08	8	II
96.92	1	I
94.75	3	II
93.25	2	II
92.87	7	I
89.57	15	I
81.52	3	I
74.35	5	I
73.92	?	II
72.92	6	II
71.94	2	II
70.17	2	II
68.71	3	I
63.24	20	I
61.72	8	I
59.46	20	I
54.98	4	II
53.59	5	II
52.70	6	I
52.61	8	I
49.89	25	I
49.51	5	II
47.72	70	I
45.47	50	I
43.02	10	I
42.28	4	II
38.93	6	II
38.42	3	II
37.43	10	I
4836.66	40	I
35.42	3	II
34.02	10	I
29.82	4	I
29.02	4	II
22.53	50	I
20.61	10	I
20.02	20	I
17.47	8	II
10.38	5	I
08.50	5	II
07.66	10	I
05.93	30	I
05.57	3	II
03.09	4	II
01.36	3	II
4788.86	6	II
88.41	20	I
86.53	20	I
84.76	15	II
82.22	12	I
81.71	5	I
80.73	5	II
76.47	10	I
76.23	8	I
75.06	12 d?	I
73.84	?	II
64.73	5	II
58.52	4	II
57.91	?	II
52.59	10	II
51.42	5	II
50.85	10	I
50.23	5	I
47.07	?	I
44.76	15	II
43.25	12	I
40.57	4	I
34.67	10	I
33.92	10	I
27.57	4	II
24.84	20	I
24.30	8	I
15.07	8	I
07.27	20	I
07.03	10	II
06.49	8	II
05.58	10	I
03.77	4	II
00.62	2	II
4696.53	8	II
91.96	?	II
90.83	2	II

4690.71	4	II
88.90	25	I
84.55	?	I
74.50	5	II
70.902	8	II
67.371	3	II
53.377	2	II
50.514	15	I
49.885	10	I
48.825	4	II
43.175	4	II
41.071	8	II
40.857	8	II
32.329	40	I
24.225	6	II
20.047	3	II
15.195	20	I
10.474	10	I
08.492	20	I
02.763	5	I
00.233	3	II
4594.124	5	II
83.091	8	I
81.104	4	II
74.120	3	II
70.645	8	II
70.096	5	II
65.242	30	I
53.060	12	I
52.066	4	I
48.888	25	I
46.064	20	I
45.452	3	II
40.632	6	I
36.210	3	II
32.016	6	II
31.308	15 d	I
27.338	?	II
21.961	10	II
18.280	3	II
18.023	20	I
14.064	6	II
06.417	25	I
05.121	6	I
01.103	12	I
4497.614	8	I
93.425	3	I
84.813	?	II
79.985	10	II
78.000	4	II
75.315	4	II
67.319	10	I
49.365	?	II

4449.047	2	II
47.701	15	I
42.471	5	II
41.873	2	II
39.515	15	I
25.607	2	II
23.452	30	I
16.622	3	II
15.774	3	II
13.250	?	II
04.261	2	II
03.062	15	II
01.523	15	I
4396.190	15	II
96.036	30	I
95.733	12	II
95.052	3	II
82.943	6 d?	II
80.698	3	II
68.879	2	II
64.502	?	II
53.457	?	II
51.815	12	I
43.567	20	I
34.883	?	II
30.939	8	II
25.308	6	II
24.598	25	I
17.101	8	II
05.425	10	I
01.541	8	I
4293.137	12	I
90.289	10	II
87.005	5	II
85.847	4	II
83.320	2	II
82.811	3	II
79.328	10	II
73.789	3	II
66.702	5	II
62.810	8	II
58.326	5	II
54.690	8	I
54.371	3	II
47.674	2	II
43.799	8?	II
42.280	12 d	II
41.259	3	II
40.594	6	II
24.225	4	II
22.887	5	II
21.632	10	I
09.366	?	I

4209.210	10	I
4197.995	?	II
94.106	5	I
88.384	8	I
86.821	5	I
85.518	5	I
83.160	4	II
62.474	3	II
51.721	4	I
50.143	2	I
42.719	10	I
35.109	6	II
32.447	8	II
28.904	8	II
26.375	15	I
18.319	?	II
15.656	8	II
14.910	20	I
00.901	20	I
4098.144	15	II
96.093	8	II
95.449	10	II
95.122	10	I
93.278	25	I
86.373	10	I
80.033	8	I
68.989	6	I
68.050	6	I
67.213	5	II
66.916	20	I
66.576	10	I
63.987	10?	I
61.803	8	II
60.713	20	I
60.169	8	II
55.839	25	I
54.663	5	II
45.976	8?	I
44.062	6	II
43.963	6	II
47.747	4	II
32.740	2	II
28.626	3	II
26.129	2	II
22.934	4	II
21.244	5	II
19.195	4	II
17.657	6	II
13.952	4	II
11.290	4	II
05.231	?	I
3992.709	4	II
86.138	5	II

3985.240	5	II
82.164	15	I
73.996	10	I
67.918	4	II
67.642	5	II
63.777	3	II
57.203	15	I
56.768	20	I
49.818	30	I
43.004	15	I
41.588	10	I
38.166	15?	I
34.081	15	I
32.404	3	II
30.598	4	II
27.440	6	I
26.091	8	I
21.745	?	I
16.687	5	I
11.726	4	II
04.155	15	I
3898.971	?	I
92.065	4	I
89.547	8	I
85.236	8	I
77.125	5	II
07.940	3	I
03.832	8	II
3799.098	5	I
91.961	10	I
89.469	10	I
85.016	8	II
66.850	4	II
66.068	15	I
59.757	20	I
56.264	12	I
47.549	10	II
46.573	5	II
46.401	?	II
44.725	5	II
43.981	4	II
42.228	5d?	II
38.243	4	I
32.560	?	II
31.256	5	II
31.192	5	II
26.030	4	II
24.232	3	II
23.668	15	I
17.767	5	II
11.650	3	II
07.884	4	II
06.932	?	II

3706.863	4	II
02.246	4	I
3690.121	12	I
89.677	15	I
86.050	12	I
79.075	5	I
72.176	?	I
71.303	4	II
66.023	30	I
60.698	6	II
58.789	8	I
55.021	6	II
54.977	?	II
51.534	4	II
48.530	6	II
47.543	6	II
43.453	10	I
37.574	10	I
30.153	10	I
29.807	8	I
25.373	10	I
22.943	4	II
16.469	8	I
14.250	4	II
12.469	10	I
09.229	3	II
08.303	4	II
06.129	12	I
03.725	8	II
3597.571	4	II
97.230	8	II
91.747	4	II
83.586	6	II
71.460	4	II
69.837	8	II
52.367	4	II
48.167	12	I
40.117	4	II
38.965	5	II
37.854	5	II
37.432	?	I
31.620	12	I
21.533	3	II
19.012	8	I
18.497	8	II
17.499	4	II
12.268	8	I
10.222	12	I
09.536	4	II
07.348	10	I
04.145	6	II
01.597	15	I
01.343	8	I

3496.443	5	II
94.870	4	II
92.488	6	II
91.700	15	I
90.264	10	II
89.468	5	II
86.864	12	I
84.552	6	II
84.054	5	II
70.018	10	I
68.986	10	I
68.068	6	II
62.437	12	I
61.423	4	II
61.304	8	II
60.992	5	II
59.147	8	II
54.803	30	I
52.806	5	II
52.218	5	II
46.207	15	II
43.553	20	II
42.249	6	II
39.432	4	II
37.823	35	I
36.197	8	II
35.198	30	I
34.133	8	II
33.131	?	II
28.870	8	II
21.070	8	II
20.958	12	II
16.701	15	I
08.382	6	II
3399.081	4	II
98.965	12	II
95.415	8	I
93.585	12d	I
89.636	15	I
85.338	15	I
83.788	5	II
72.538	8	I
71.061	8	I
70.863	5	II
70.407	10	I
69.098	8	I
66.564	?	II
65.842	15	I
64.006	8	II
62.921	5	II
61.238	12	II
60.273	6	II
59.437	10d?	II

3359.300	12	I
52.298	?	II
48.194	10	II
45.432	9	II
45.238	4	II
43.249	5	II
41.292	12	I
37.898	5	II
32.206	8	II
31.421	8	I
30.636	6	II
28.002	8	I
24.588	6	II
23.093	6	II
22.167	3	II
16.539	6	II
11.459	?	I
08.277	5	II
3298.195	10	I
89.950	8	II
89.800	3	II
88.579	3	II
86.549	2	II
86.039	?	II
83.909	4	II
82.327	3	II
77.134	5	II
72.939	6	I
72.742	10	I

3270.134	8	II
66.091	4	II
64.724	3	II
59.571	6	II
57.844	3	II
54.691	2	II
51.393	4	II
48.552	6	I
41.372	2	II
40.393	3	II
38.909	3	II
36.859	10	I
35.022	4	II
27.136	?	II
25.634	?	II
22.846	3	II
22.617	10	I
16.690	6	II
12.598	20	I
07.172	5	II
05.000	4	II
3193.975	3	II
91.093	8	II
85.416	6	I?
81.640	5	II
69.395	8	II
69.150	?	II
59.730	6	II
59.317	2	II

3156.885	3	II
53.451	3	II
53.346	5	II
44.375	12	I
39.188	5	II
39.000	3	II
37.393	2	II
34.602	6	II
32.041	5	II
28.898	4	II
22.625	10	I
21.495	4	II
16.280	5	II
12.974	4	II
11.808	3	II
05.875	3	II
91.285	7	II
89.803	5	II
87.162	10	II
63.109	4	II
61.236	6	II
53.297	10	II
30.232	6	II
29.870	3	II
24.592	5	II
17.769	5	II
14.563	4	II
11.034	2	II
06.620	3	II

Tabelle 2. Cer Funkenlinien nach King [61].

6652.75	4	V
06.87	4	V
6513.61	5	V
6466.86	5	V
6371.10	10	IV
43.96	20	V
6272.05	20	V
6098.34	10	V
43.39	60	V
5975.90	20	V
5768.94	20	V
11.45	10	V
5668.94	40	V
10.27	20	V
5518.52	10	V
12.08	150	V
5472.29	30	V
09.28	80	V
5393.42	100	V
53.54	50	V

5330.56	25	V
5274.23	75	V
65.66	15	V
5187.44	60	V
47.58	8	V
17.17	15	V
5079.68	75	V
75.30	20	V
44.02	25	V
22.85	20	V
11.76	10	V
4971.48	20	V
44.61	15	V
43.47	15	V
14.94	8	V
4893.96	15	V
82.47	40	V
4773.91	50	V
68.76	12	V
57.82	15	V

4747.13	20	V
39.49	25	V
37.24	60	V
25.11	20	V
14.00	30	V
4684.62	30	V
80.13	25	V
69.52	20	V
54.31	30	V
28.16	500	V
24.91	60	V
06.42	50	V
4593.94	200	V
72.28	250	V
65.85	50	V
62.35	400	V
60.96	60	V
60.27	125	V
39.755	200	IV
28.479	150	V

4527.354	200	V
23.082	125	V
4497.849	25	V
86.909	150	V
83.900	100	V
79.357	50	V
	30	V
71.240	200	V
63.411	60	V
61.138	50	V
60.212	400	V
50.735	75	V
49.335	200	V
44.703	75	V
44.397	60	V
29.272	100	V
18.782	200	V
10.645	30	V
4399.205	60	IV
91.668	250	IV
82.173	200	IV
75.93	60	V
73.819	50	V
64.659	125	IV
52.72	75	IV
49.788	100	IV
39.317	30	V
37.776	125	IV
36.253	50	V
30.446	30	IV
20.726	60	IV
09.742	50	IV
06.725	100	IV
00.333	60	IV
4299.364	60	IV
96.680	200	IV
89.933	300	IV
85.370	30	IV
70.720	50	V
70.193	60	IV
55.787	60	IV
53.369	50	IV
48.672	200	IV
39.909	200	V
31.749	30	V
27.748	100	V
22.604	300	IV
17.590	30	V
14.040	50	IV
02.947	150	IV
4198.722	60	IV
	75	V
96.338	75	V
4193.105	50	V
86.598	600	V
69.880	30	V
65.606	200	V
59.036	50	IV
51.975	200	IV
49.939	50	V
	60	V
46.233	75	IV
44.992	60	V
42.394	150	V
37.644	400	IV
33.801	500	IV
31.097	100	V
30.707	100	V
27.371	150	IV
23.875	150	V
20.835	150	V
18.146	200	V
17.013	75	V
15.376	150	V
11.40	60	V
10.383	60	V
07.425	200	V
05.00	50	IV
01.775	125	V
4093.963	50	V
85.246	100	V
83.237	200	V
81.224	150	V
78.331	60	V
77.479	75	V
75.855	125	IV
75.711	150	V
73.485	200	IV
71.85	150	IV
70.098	15	V
68.844	75	V
67.290	50	V
62.229	60	V
54.994	50	IV
53.510	100	IV
46.342	100	V
42.583	200	IV
40.760	300	IV
31.336	150	IV
28.408	150	IV
24.493	60	IV
14.894	125	IV
12.382	300	V
03.768	100	V
3999.234	500	IV
93.818	200	V
3992.387	125	IV
89.446	30	V
84.679	100	V
82.901	60	V
80.894	100	V
78.649	125	V
71.686	100	V
67.048	100	IV
60.912	125	IV
56.282	150	V
52.568	125	V
	125	IV
43.891	100	IV
42.751	150	V
42.156	125	IV
40.341	100	IV
33.723	?	IV
31.371	100	IV
31.092	125	IV
24.650	60	IV
23.108	125	V
21.739	100	V
19.811	100	V
18.279	200	IV
12.434	300	IV
08.545	100	IV
08.415	125	IV
07.294	125	V
3898.279	100	IV
96.808	100	IV
95.122	125	IV
89.994	300	IV
82.453	75	IV
78.373	150	IV
54.326	100	IV
54.194	100	IV
53.166	125	IV
48.600	150	IV
38.543	150	IV
34.555	100	IV
23.903	50	IV
15.832	250	IV
08.118	300	IV
03.098	200	IV
01.526	500	IV
3792.325	50	IV
88.754	75	IV
86.634	150	IV
82.524	75	IV
81.621	150	IV
64.118	150	IV
55.421	75	IV
48.059	150	IV

3728.421	250	IV	3667.980	400	V	3613.700	150	V
18.377	200	V	60.640	250	IV	09.690	250	V
18.191	150	IV	59.227	125	IV	07.627	200	IV
16.365	600	IV	55.848	500	IV	00.580	60	V
09.932	500	IV	53.669	250	IV	3598.190	50	V
09.287	400	V	53.109	125	V	90.595	125	V
3699.917	50	V	46.963	200	V	77.446	500	V
94.910	60	V	31.191	125	V	60.795	500	V
87.800	30	V	23.840 {	200	V	54.993	150	V
79.425	50	V		60	V	46.182	150	V
72.790	60	IV	22.149	100	V			

King [61] Ofen			King [66] Funke	
	Intens.	Klasse		Intens.
3543	—	—	43.999	80
39.072	300	V	—	—
34.043	300	V	—	—
21.878	200	V	—	—
20.522	150	V	—	—
17.382	300	V	—	—
07.944	125	V	—	—
04	—	—	04.596	100
01.458	60	V	—	—
3497	—	—	97.755	60
88.559	75	V	—	—
85.060	400	IV	—	—
76.839	150	V	—	—
70	—	—	70.894	300
59	—	—	59.374	200
54	—	—	54.368	150
43	—	—	43.609	150
42.383	75	V	—	—
41.208	150	V	—	—
39.831	60	V	—	—
33.078	50	V	—	—
27	—	—	27.332	125
26.205	250	V	—	—
22.706	300	V	—	—
17.451	125	V	—	—
05.980	100	V	—	—
3398	—	—	98.910	20
95	—	—	95.735	50
93.918	50	V	—	—
79.172	100	V	—	—
77.125	300	V	—	—
73.731	125	V	—	—
73.457	100	V	—	—
66.552	150	V	—	—
60.539	75	V	—	—
57.211	125	V	—	—

King [61] Ofen			King [66] Funke	
	Intens.	Klasse		Intens.
3353	—	—	53.262	150
44.760	300	V	—	—
43.861	200	V	—	—
41.873	100	V	—	—
34.449	60	V	—	—
25.331	50	V	—	—
17.795	30	V	—	—
14.725	100	V	—	—
12.219	50	V	—	—
04.837	60	V	—	—
00.151	60	V	—	—
3296.879	40	V	—	—
95.281	80	V	—	—
85.227	125	V	—	—
80	—	—	80.78	2
79.841	125	V	—	—
74.863	150	V	—	—
72.252	250	V	—	—
67	—	—	67.92	6h
67	—	—	67.72	4
61	—	—	61.61	2
60.974	60	V	—	—
52	—	—	52.95	1
52.482	30	V	—	—
46.672	60	V	—	—
43.370	200	V	—	—
36.738	150	V	—	—
34.272	300	V	—	—
31.240	200	V	—	—
28	—	—	28.564	400
27.116	300	V	—	—
21.172	250	V	—	—
18.945	200	V	—	—
10	—	—	10.48	3
01.712	300	V	—	—
3194.821	200	V	—	—

King [61] Ofen			King [66] Funke	
	Intens.	Klasse		Intens.
3191	—	—	91.41	2
90	—	—	90.67	1
86.124	125	V	—	—
83.524	250	V	—	—
71.618	200	V	—	—
69.181	150	V	—	—
68	—	—	68.02	25h
65	—	—	65.536	25h
64.157	200	V	—	—
63	—	—	63.644	2
47	—	—	47.05	300
46.412	200	V	—	—
45.283	150	V	—	—
43	—	—	43.956	200
41	—	—	41.247	250
27.529	80	V	—	—
26	—	—	26.21	1
25	—	—	25.28	2
22	—	—	22.93	4h
21	—	—	21.548	400
18	—	—	18.379	2
10	—	—	10.71	4
10	—	—	10.516	200
10.279	100	V	—	—
06	—	—	06.974	200
03.367	125	V	—	—

King [61] Ofen			King [66] Funke	
	Intens.	Klasse		Intens.
3102	—	—	02.335	4
3088	—	—	88.86	5h
88	—	—	88.022	3
85	—	—	85.089	200
83.670	100	V	—	—
76	—	—	76.82	6h
63.011	400	V	—	—
57	—	—	57.575	100
57	—	—	57.214	200
56.778	200	V	—	—
56	—	—	56.556	125
55	—	—	55.585	600
55.241	150	V	—	—
51.977	60d	V	—	—
48	—	—	48.2	2
37.728	80	V	—	—
31	—	—	31.559	500
25	—	—	25.73	8
22	—	—	22.736	200
17,196	80	V	—	—
11	—	—	11.493	8
08.788	125	V	—	—
2995.644	80	V	—	—
90.872	80	V	—	—
76.904	100	V	—	—

King [66] Funke	
2973.716	50
48.564	15
44.3	15
31.558	100
27.258	10
25.283	80
23.84	100
08.804	2
07.064	30
2874.2	20 ?
73.722	25
61.416	15
49.372	80
48.2	2h
47.3	3h
46.4	2
45.19	10
40.7	1h

King [66] Funke	
2833.868	8
22.648	8
20.8	1
17.1	2
06.3	1
02.408	10s
01.824	10s
2798.1	1
95.158	8
80.59	3h
74.473	8s
68.339	150
54.912	80
48.936	50s
43.736	60s
41.688	5
38.861	3h
33.4	3h

King [66] Funke	
2730.069	60s
19.329	60s
17.22	10
14.4	1
05.026	2
2694.857	6s
86.74	10h
85.99	10h
81.03	2h
79.2	1
75.6	2h
75.08	4h
73.6	1
73.3	4h
72.857	10s
71.9	1
68.69	8h
65.7	1h

King [66] Funke	
2663.80	10h
62.836	30s
58.6	3h
55.71	20h
54.48	6h
49.418	50
39.57	4
38.72	3
37.953	1
34.08	4h
31.88	30h
30.7	1
29.773	4
25.68	1
24.86	3
23.83	4h
23.36	2
22.753	4s

King [66] Funke	
2621.151	15
20.68	2h
19.80	2s
17.72	2h
16.1	8h
15.93	60h
14.58	3h
10.91	4h
09.94	4
08.114	150h
05.3	2h
04.078	4s
03.646	400
01.32	4s
00.408	20h
2599.41	1s
99.18	30h
92.38	2s
91.19	15h
88.58	2
84.87	70h
79.17	6
78.34	30s
77.828	80h
75.06	20h
73.17	8s
69.21	4
67.02	4h
66.02	2h
65.44	3h
63.450	6
62.6	1
60.442	10h
57.628	30h
54.3	1
53.28	12s
51.75	15h
48.79	5?
48.72	10?s

King [66] Funke	
2547.92	5h
44.39	3h
43.110	8s
39.43	20h
37.6	2h
32.040	100
25.1	1
22.11	4h
18.555	8
17.6	1h
15.77	4h
14.864	4s
13.34	3
11.745	10
09.5	1
04.454	6s
03.605	10
2498.98	2
97.56	60
90.35	3s
84.31	5s
83.88	60
79.50	50
77.31	40
75.3	1h
73.4	1
72.71	4
71.81	15h
70.00	150
65.49	4h
64.41	3
62.99	10s
61.55	2
60.86	2s
58.56	2h
54.37	50s
45.55	5
44.93	10h
41.69	20h

King [66] Funke	
2439.87	250
33.57	3
31.51	300
28.68	15s
23.20	10h
19.03	6h
18.44	10h
17.11	30h
15.74	60h
15.21	3s
11.06	6h
10.41	30h
08.15	30s
06.31	20h
04.44	6h
00.72	10h
2398.76	8h
97.66	3s
95.10	60
93.00	2h
90.7	1
86.23	3h
85.11	15
82.33	30
80.18	200
79.5	1
78.48	6
77.53	40
77.13	50
73.44	6h
72.39	300
71.15	4s
67.81	30s
62.58	40
56.8	1h
45.26	2
37.71	25
30.19	4
29.92	6s

King [66] Funke	
2327.95	3
24.37	50
18.70	200
17.40	100
15.91	8
14.39	2
12.83	8
02.14	100
00.70	80
2299.96	4
98.75	20
98.2	1
97.79	3
93.80	4
87.85	30s
84.64	2
82.25	6
68.22	25
66.95	10s
64.91	50
49.31	15s
44.18	8s
42.35	80
41.30	10
38.69	8
36.95	4
28.10	50
27.88	40
25.12	125
22.06	100
18.16	12s
10.7	2
07.30	8
03.22	6
2188.9	1
83.8	1
69.55	6
66.95	20

Tabelle 3. nach Lang.

2070.0	1
63.5	1
58.9	1
51.9	1
35.8	1
1996.2	1
96.6	1
87.7	1

1974.0	1
68.8	1
64.0	1
26.9	1
24.0	1
14.5	1
01.5	1
1896.3	1

1869.8?	1
31.6	1
1799.0?	1
47.1	1
20.0	2
03.0	1
1695.8	1
26.3	1

1622.6	1
17.3	1
1588.6	1
81.1	1
75.6	1
39.1	1
33.6	1
1464.9	1

1372.6	20	1024.0	2	812.4	1	528.3	1
41.3?	1	16.1	2	791.5	1	19.6	1
31.8	20	964.4	1	40.7	5	13.4	1
12.1	1	27.1	1	76.4	1	489.6	1
1293.8	1	10.9	1	69.7	1	77.2	1
36.2	1	882.3	1	31.4	1	75.1	1
27.5	1	62.0	2	27.6	1	50.0	1
1156.4	1	52.2	2	21.9	1	47.5	1
1088.4	5	50.6	2	09.0?	1	44.5	1
80.6	5	46.1	2	579.5	1	39.6	1
47.1	2	38.6	2	44.4?	1	398.7	1
41.7	3	30.4	20				

Tabelle 4. Ce IV.

King [66] Funke	
2778.243	60[1]
2456.86	125[1]
2430.31	60
2350.16	200
2180.70	100

Tabelle 5.

Mc Donald [49]			McLennan [50]	
	Bo	Fu		Fu
2267.2	—	1	—	—
22.0	—	2	—	—
2166.8	2	2	—	—
09.0	1	1	—	—
2083.3	1	2	—	—
33	—	—	2033.51	3
09.7	—	2	09.77	5
00	—	—	00.31	5
1949.4	—	2	1949.65	2

Mc Donald [49]		
	Bo	Fu
1915.1	—	1
12.8	2	2
11.7	2	3
09.0	1	1
07.6	1	1
06.0	3	3
01.3	3	3
1891.3	3	2
72.5	2	3

King hat dann gemeinsam mit seinem Sohne in jüngster Zeit auch die stärker ionisierten Linien im Funken bestimmt. Die Kings finden in sehr starken Funken unterhalb 3550 bis 2194 etwa 280 Linien, die z. T. sehr stark sind und dem Ce III zugeschrieben werden. Einige gehören vielleicht zu höheren Ionisationsstufen. Als Kennzeichen für Funkenlinien galt ihr Fehlen im Bogen. Die betr. Linien wurden in der zweiten Ordnung eines großen Gitters gegen Normalen nach Jackson[2]), unterhalb 2327 gegen unpublizierte Normalen von Burns ausgemessen. Die scharfen Linien sind auf 3 Stellen genau angegeben; bei den übrigen bedeutet h, daß die Linie diffus, s, daß sie scharf ist. Bei mittlerer Schärfe ist keine Angabe gemacht.

Die Tab. 2 umfaßt die Linien des ionisierten Cers. Hierbei gehören die in der ersten Spalte genannten Linien wohl der Hauptsache dem einmal ionisierten Ce, also C II, an, wie schon der Vergleich mit den nur in sehr starken Funken auftretenden Linien der zweiten Spalte zeigt, die dem Ce III (also dem doppelt ionisierten Ce) zugerechnet werden müssen. Unterhalb 2976 ist diese Liste allein fortgesetzt. Einige wenige Linien sind vermutlich dem C IV zuzuschreiben. Sie sind in Tab. 4 zusammengestellt. Bemerkt sei noch, daß die Linien der zweiten Spalte der Tab. 2 sämtlich Neumessungen darstellen.

So ist erst ein Anfang zu einer Sonderung der Ionisationsstufen gemacht. Ce II scheint in dem von den beiden King untersuchten Bereich zuverlässig ermittelt;

[1]) Von Gibbs und White an den Polen verstärkt gesehen (56); Badami sieht noch 5 weitere Linien. — [2]) Proc. Roy Soc. London (A) **130** p 395 (1931).

in einem kleinen Spektralbereich gilt das Gleiche von C III. Für die Zugehörigkeit der Linien der Tabelle 4 zu Ce IV spricht die Übereinstimmung der Paare konstanter Differenz von Gibbs und White [56.62] mit den Beobachtungen von King. Gibbs und White finden (λ vac.) 2769.2, 2455.1 und 2457.59, 2279.07. Diese Linien erscheinen an den Polen des Bogens verstärkt. Badami[1]) gibt an z. Zt. nicht zugänglicher Stelle noch 5 weitere Funkenlinien des Ce IV. Endlich schließen Brunetti und Ollano [65] aus konstanten $\Delta\nu$-Differenzen, die sie im Ramaneffekt an wäßrigen Lösungen finden, auf C IV als Ion, $^2F_{\frac{5}{2}}$ als Grundzustand und $^2F_{\frac{7}{2}}$ als zweites Niveau des Elektronensprunges.

Nach Rotta und Piccardi [63] ist das Ionisationspotential 6.91 Volt. Als ein weiterer Fortschritt in der Kenntnis der Linienspektra ist die Messung des Funkenspektrums im Schumanngebiet durch Lang [51] zu nennen. Seine Angaben finden sich in Tab. 3.

Einige wenige kurzwellige Linien sind auch von McLennan und Ligett [58], sowie von McDonald, Sutton, McLay [57] gefunden und in Tab. 5 vereinigt.

Margenau [60] sucht den Zeemaneffekt zu bestimmen. Trotzdem er ein großes Rowlandgitter in zweiter Ordnung verwendet, ist die Dispersion viel zu klein, die Typen sind nicht aufgelöst; so sind die Angaben für etwa 280 Linien ohne wesentlichen Wert.

Aston [50] findet zwei Isotopen mit Atomgewicht 140 und 142.

Röntgenspektren.

a) Emissionsspektren. Neue Kenntnisse der Feinstruktur der Röntgenserien brachten die Untersuchungen von Lindberg [64], Dauvillier [49], Coster [46], Leide [52] und Cork und Stephenson [54, 55]. Lindberg bringt die Wellenlängen dreier Linien der M-Serie, Dauvillier und Coster die Feinstruktur der L-Serie, Leide und Cork und Stephenson die der K-Serie. Die Resultate ihrer Messungen sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

			Lindberg [64]	Coster [46]	Dauvillier [49]	Leide [52]	Cork u. Stephenson [54, 55]
M-Reihe	M_V $N_{VI, VII}$	α_1	140.30	—	—	—	—
—	M_{IV} $N_{VI, VII}$	β	137.55	—	—	—	—
—	M_{III} N_V	γ	115.11	—	—	—	—
L-Reihe	L_{II} M_{IV}	β_1	—	2351.0	[2352.3]	—	—
—	L_I M_{II}	β_4	—	2344.2	2345.2	—	—
—	L_I M_{III}	β_3	—	2305.9	2306.1	—	—
—	L_{III} N_I	β_6	—	2276.9	2277.2	—	—
—	Funkenl.	β_{14}	—	2212.1	2212.4	—	—
—	L_{III} N_V	β_2	—	2204.1	2204.0	—	—
—	L_I M_V	β_9	—	2184.0	2184.4	—	—
—	L_{III} O_I	β_7	—	2176.3	2177.0	—	—
—	L_{III} O_{IV}	β_5[2])	—	—	2164.0	—	—
—	—	β_{10}[2])	—	—	2153.1	—	—
—	L_{II} N_I	γ_5	—	2105.6	2106.0	—	—

[1]) Proc. Phys. Soc. London **43** p. 53, 1931, z. Zt. nicht zugänglich.

[2]) Bezeichnung nach Dauvillier [49].

			Lindberg [64]	Coster [46]	Dauvillier [49]	Leide [52]	Cork u. Stephenson [54, 55]
—	Funkenl.	γ_9	—	2051.0	2051.1	—	—
—	L_{II} N_{IV}	γ_1	—	[2044.3]	2045.5	—	—
—	Funkenl.	γ_1'	—	2029	2028.8	—	—
—	L_{II} O_{I}	γ_8	—	2019	2019.6	—	—
—	—	γ_2[1])	—	—	2009.1	—	—
—	Funkenl.	γ_{10}	—	1962.3	1963.4	—	—
—	L_{I} N_{II}	γ_2	—	1955.9	1956.1	—	—
—	L_{I} N_{III}	γ_3	—	1950.9	1951.5	—	—
—	—	γ_9[1])	—	—	1922.5	—	—
—	L_{I} $O_{II,\,III}$	γ_4	—	1895.2	1894.8	—	—
K-Reihe	K L_{II}	α_2	—	—	—	361.10	360.97
—	K L_{III}	α_1	—	—	—	356.47	356.37
—	K M_{II}	β_3	—	—	—	—	315.72
—	K M_{III}	β_1	—	—	—	—	315.01
—	K $N_{II,\,III}$	β_2	—	—	—	—	307.70

b) Absorptionsspektren. Über die K-Absorptionskanten des Cers liegen zwei neue Messungen von Leide [52] und Cabrera [47] vor. Sie finden als Wellenlängen 306.26 bzw. 306.5 XE. Die L-Absorptionskanten wurden von Coster, Nishina und Werner [48] und Dauvillier [39a] bestimmt. Ihre Werte sind:

	L_I	L_{II}	L_{III}
Coster, Nishina u. Werner	1885.6	2006.7	2159.7
Dauvillier	—	—	2159.5

Es folge noch eine Zusammenstellung der Energiewerte der Röntgenniveaus nach Siegbahn[2]).

Röntgenniveau	K	L_I	L_{II}	L_{III}	M_I	M_{II}
Opt. Symbol	$1\,^2S_{\frac{1}{2}}$	$2\,^2S_{\frac{1}{2}}$	$2\,^2P_{\frac{1}{2}}$	$2\,^2P_{\frac{3}{2}}$	$3\,^2S_{\frac{1}{2}}$	$3\,^2P_{\frac{1}{2}}$
$\frac{\nu}{R}$	2978	482.9	454.4	421.9	106.0	94.2
Röntgenniveau	M_{III}	M_{IV}	M_V	N_I	N_{II}	N_{III}
Opt. Symbol	$3\,^2P_{\frac{3}{2}}$	$3\,^2D_{\frac{3}{2}}$	$3\,^2D_{\frac{5}{2}}$	$4\,^2S_{\frac{1}{2}}$	$4\,^2P_{\frac{1}{2}}$	$4\,^2P_{\frac{3}{2}}$
$\frac{\nu}{R}$	87.7	66.7	65.4	21.7	17.0	15.8
Röntgenniveau	N_{IV}	N_V	O_I	$O_{II,\,III}$		
Opt. Symbol	$4\,^2D_{\frac{3}{2}}$	$4\,^2D_{\frac{5}{2}}$	$5\,^2S_{\frac{1}{2}}$	$5\,^2P_{\frac{1}{2},\frac{3}{2}}$		
$\frac{\nu}{R}$	8.6	8.5	3.2	2.1		

[1]) Bezeichnung nach Dauvillier [49].

[2]) Siegbahn, Spektroskopie der Röntgenstrahlen, 2. Aufl. p. 345—346, Berlin 1931.

Abgeschlossen am 15. Januar 1932.

Chlor ($Cl = 35{,}457$; Isotopen: Cl^{35}, Cl^{37} und Cl^{39}; $Z = 17$).

Literatur.

1. Nachtrag.

[115] H. Rubens und H. v. Wartenberg, Absorption langwelliger Wärmestrahlung. Verh. d. D. Phys. Ges. **13** p. 796—804 (1911).

[116] M. Kimura and M. Fukuda, Studies of the spectrum of chlorine. Mem. Coll. Kyoto **4** p. 155—161 (1920).

[117] N. Stensson, Über die Dubletten in der K-Reihe der Röntgenspektren. Zs. f. Phys. **3** p. 60—62 (1920).

2. Fortsetzung.

[118] Sir J. J. Dobbie and J. J. Fox, The absorption of light by elements in the state of vapour. The halogens. Proc. Roy. Soc. A. **99** p. 456—461 (1921).

[119] E. Hjalmar, Precision-measurements in the X-ray spectra, part 4, K-Series, the elements Cu-Na. Phil. Mag. (6) **41** p. 675—681 (1921).

[120] Axel E. Lindh, Zur Kenntnis des Röntgenabsorptionsspektrums des Chlors. Zs. f. Phys. **6** p. 303—310 (1921). C. R. **172** p. 1175—1176 (1921).

[121] E. v. Angerer, Spektroskopische Messung der Elektronenaffinität von Chlor. Zs. f. Phys. **11** p. 167—169 (1922).

[122] V. Dolejšek, Sur les lignes K_α des éléments legers. C. R. **174** p. 441—442 (1922).

[123] H. v. Halban und K. Siedentopf, Die Lichtabsorption von Chlor. Zs. f. phys. Chem. **103** p. 71—99 (1922).

[124] E. C. Kemble, The infra-red absorption spectra of diatomic gases and their ionization potentials. Phys. Rev. (2) **19** p. 374—395 (1922).

[125] Cl. Schäfer und M. Thomas, Oberschwingungen ultraroter Absorptionsspektren. Zs. f. Phys. **12** p. 330—341 (1922).

[126] M. Siegbahn und V. Dolejšek, Erhöhung der Meßgenauigkeit innerhalb der Röntgenspektren. II. Zs. f. Phys. **10** p. 159—168 (1922).

[127] B. J. Spence and C. Holley, The absorption spectra of hydrogen chloride at 200° K. Phys. Rev. (2) **19** p. 397—398 (1922).

[128] E. v. Angerer, Versuche zur Erzeugung des Funkenspektrums von Li. Zs. f. Phys. **18** p. 113—119 (1923).

[129] A. Catalán, Sur la structure des spectres d'arc, du molybdène, du sélénium et du chrome. C. R. **176** p. 247—248 (1923)[1]).

[130] W. F. Colby, Note on the formulation of absorption bands in the near infra-red. Astrophys. J. **58** p. 303—306 (1923).

[131] W. F. Colby, C. F. Meyer and D. W. Bronk, An extension of the fundamental infra-red absorption band of hydrogen chloride. Astroph. J. **57** p. 7—20 (1923) und Phys. Rev. (2) **21** p. 389 (1923).

[132] F. Haber, Anregung von Gasspektren durch chemische Reaktionen. Berl. Ber. 1922. Naturw. **11** p. 94 (1923). Zs. f. Phys. **9** p. 302—326 (1923).

---

[1]) In diesem Titel ist ein Fehler unterlaufen: statt „chrome" muß es „chlore" heißen.

[133] W. Jevons, The line spectrum of chlorine in the ultra-violet. Proc. Roy. Soc. A **103** p. 193—204 (1923).

[134] A. E. Lindh, Experimentelle Untersuchungen über die K-Röntgenabsorptionsspektra der Elemente Chlor, Schwefel und Phosphor. Diss. Lund 1923.

[135] H. Nagaoka and Y. Sugiura, Spectroscopic evidence of isotopy. Japan. J. of phys. **2** p. 167—278 (1923).

[136] A. L. Narayan and D. Gunnaya, Emission and absorption of halogens in the visible and ultra-violet region. Phil. Mag. (6) **45** p. 827—830 (1923).

[137] F. Paschen, Das Funkenspektrum des Aluminiums. II. Teil. Ann. d. Phys. (4) **71** p. 537—561 (1923).

[138] B. J. Spence and C. Holley, The infrared absorption of hydrogen chloride in the region $3.5\,\mu$ and at 200° K. J. Opt. Soc. Amer. **7** p. 169—175 (1923).

[139] E. v. Angerer, Das ultraviolette Linienspektrum von Chlor. Zs. f. wiss. Photogr. **22** p. 200—209 (1924).

[140] H. Bell, The halogen hydrides. Phil. Mag. (6) **47** p. 549—560 (1924).

[141] F. Colby, Use of half quantum numbers in interpretation of hydrogen chloride absorption bands. Phys. Rev. (2) **23** p. 295 (1924).

[142] W. Jevons, On the band spectra of silicon oxide .... Proc. Roy. Soc. A **106** p. 174—194 (1924).

[143] H. Krefft, Bericht über den Dopplereffekt an Bogen und Funkenlinien. Phys. Zs. **25** p. 352—366 (1924).

[144] A. E. Lindh und O. Lundquist, Untersuchungen über die K_{β_1}-Linie des Chlors. Ark. Mat. Astr. o. Fys. **18** p. 35 (1924).

[145] E. F. Lowry, The infrared absorption of carbon monoxide. J. Opt. Soc. Amer. **8** p. 647—658 (1924).

[146] Jos. Lunt, On the spectrum of germanium. Monthly Not. **85** p. 38 (1924).

[147] Jos. Lunt, On large displacements in the spectra of germanium and chlorine under different conditions of temperature. Monthly Not. **85** p. 148—153 (1924).

[148] H. Mayer, Absorptionsspektrum und spezifische Wärme des Chlordioxyds. Zs. f. phys. Chem. **113** p. 220—235 (1924).

[149] R. A. Millikan and J. S. Bowen, Extreme ultraviolet spectra. Phys. Rev. (2) **23** p. 1—34 (1924).

[150] E. Bäcklin, Das $K\alpha_{1,\,2}$-Dublett der leichteren Elemente und Abhängigkeit der Röntgenspektren von der chemischen Bindung. Zs. f. Phys. **33** p. 547—556 (1925).

[151] E. F. Barker and O. S. Duffendack, Ionization of HCl by electron impacts. Phys. Rev. (2) **26** p. 339—346 (1925) und Bull. of Develop. 1926 p. 13.

[152] G. Becker, Über die Druckabhängigkeit der Absorption des Chlorwasserstoffs im Ultrarot. Zs. f. Phys. **34** p. 255—272 (1925).

[153] L. et E. Bloch, Spectre d'étincelle du chlore. C. R. **180** p. 1740—1742 (1925).

[154] M. Bodenstein und G. Kistiakowski, Photochemische Zersetzung von Chlormonoxyd. Zs. f. phys. Chem. **116** p. 371—390 (1925).

[155] J. S. Bowen and R. A. Millikan, The series spectra of the stripped atoms of phosphorus (P V), sulphur (S VI) and chlorine (Cl VII). Phys. Rev. (2) **25** p. 295—305 (1925).

[156] J. S. Bowen and R. A. Millikan, Relation of PP'groups in atoms of the same electronic structure. Phys. Rev. (2) **26** p. 150—164 (1925).

[157] J. S. Bowen and R. A. Millikan, The series spectra of two-valence-electron atoms of phosphorus (P IV), sulphur (S V) and chlorine (Cl VI). Phys. Rev. (2) **25** p. 591—599 (1925).

[158] M. Czerny, Messungen im Rotationsspektrum im langwelligen Ultrarot. Zs. f. Phys. **34** p. 227—244 (1925).

[159] H. Deslandres, Recherches complémentaires sur la structure et la distribution des spectres de bandes. C. R. **181** p. 265—271 (1925).

[160] W. D. Harkins and S. B. Stone, The isotopic composition of the element chlorine in the meteorites: the atomic weight of meteoric and terrestrial chlorine. Proc. Nat. Acad. **11** p. 643—645 (1925).

[161] F. Holweck, Determination précise de fréquences charactéristiques des atomes dans le domaine spectral compris entre la lumière et les rayons x. J. chim. phys. **22** p. 432—433 (1925).

[162] F. Holweck, Mesures précises des fréquences spectrales dans le domaine des radiations comprises entre la lumière et les rayons x. (Discontinuité L_{m} de Cl, S, P, Si, Al.) C. R. **180** p. 658—661 (1925).

[163] J. Hopfield, Series and multiplets in sulfur and chlorine (Abstr.). Phys. Rev. (2) **26** p. 282—283 (1925).

[164] E. C. Kemble, The application of the correspondence principle to degenerate systems and the relative intensities of band lines. Phys. Rev. (2) **25** p. 1—22 (1925).

[165] O. Laporte, Some remarks on primed terms in the spectra of the lighter elements. J. Wash. Acad. **15** p. 409—413 (1925).

[166] E. B. Ludlam und W. West, The ultra violet emission spectra of the halogens. Proc. Edinb. **44** p. 185—196 (1924).

[167] R. A. Millikan and J. S. Bowen, The series spectra of three-valence electron atoms of phosphorus (P III), sulphur (S IV) and chlorine (Cl V). Phys. Rev. (2) **25** p. 600—605 (1925).

[168] F. L. Mohler, Relative production of the negative and positive ions by electron collisions. Phys. Rev. (2) **26** p. 614—624 (1925).

[169] W. A. Noyes, A study of the luminous discharge in chlorine. The electron affinity of halogen molecules. J. Amer. Chem. Soc. **46** p. 1598—1606 (1924).

[170] B. B. Ray, On the dependence of the K_{α}-doublet with different chemical compounds. Phil. Mag. (6) **49** p. 168—170 (1925).

[171] Y. Sugiura, Sur les spectres du lithium ionisé. J. d. Phys. (6) **6** p. 322—333 (1925).

[172] S. K. Allison, Note on the LII, LIII levels of the atoms Si, P, S, Cl. J. Wash. Acad. **16** p. 7—10 (1926).

[173] Kwan-ichi Asagoe, Large displacements of the spectral lines of chlorine. Mem. Coll. Sc. Kyoto A **10** p. 15—23 (1926).

[174] T. L. de Bruin, Bemerkungen über einige Gesetzmäßigkeiten in den Bogenspektren von Fluor und Chlor. Zs. f. Phys. **39** p. 869—876 (1926).

[175] D. G. Bourgin and E. C. Kemble, The intensities of the lines in the HCl absorption band at 3.5 μ. Phys. Rev. (2) **27** p. 802 (1926).

[176] K. Gleu, Die Lichtemission beim Zerfall von Chlorazid. Zs. f. Phys. **38** p. 176—201 und p. 947 (1926).

[177] H. C. Hicks and A. C. G. Mitchell, The specific heat and entropy of hydrogen chloride derived from infra-red band spectra. J. Amer. Chem. Soc. **48** p. 1520—1527 (1926).

[178] F. A. Jenkins, The line spectra of isotopes. Nat. **117** p. 893 (1926).

[179] E. C. Kemble, On the energy required to split HCl into atomic ions. J. Opt. Soc. Amer. **12** p. 1—15 (1926).

[180] E. C. Kemble and D. G. Bourgin, Relative intensities of band lines in the infra-red spectrum of a diatomic gas. Nat. **117** p. 789 (1926).

[181] Heinrich Kuhn, Absorptionsspektra und Dissoziationswärme von Halogenmolekülen. Zs. f. Phys. **39** p. 77—91 (1926).

[182] C. W. Leifson, Absorption spectra of some gases and vapours in the Schumann region. Astrophys. J. **63** p. 73—89 (1926).

[183] L. B. Loeb, The mobility of gas ions in HCl mixtures and the nature of the ion. Proc. Nat. Acad. **12** p. 35—42 und 42—48 (1926).

[184] R. A. Morton and R. W. Riding, Refractivity, ionization potentials and absorption spectra. Phil. Mag. (7) **1** p. 726—731 (1926).

[185] Gisaburo Nakamura, The absorption of jodine vapour. The analysis of the band spectra of jodine, bromine and chlorine. Mem. Coll. Kyoto A **9** p. 315—364 (1926).

[186] James A. Swindler, The effects of changes in potential and frequency on the line spectrum of certain gases. Phys. Rev. (2) **28** p. 1136—1146 (1926).

[187] Louis A. Turner, The arc spectra of jodine, bromine and chlorine in the Schumann region. Phys. Rev. (2) **27** p. 397—406 (1926).

[188] K. L. Wolf, Bemerkungen zu den kontinuierlichen Absorptions- und Emissionsspektren der Halogene. Zs. f. Phys. **35** p. 490—494 (1926).

[189] S. Aoyama, K. Kimura und Y. Nishina, Die Abhängigkeit der Röntgenabsorptionsspektren von der chemischen Bindung. Zs. f. Phys. **44** p. 810—833 (1927).

[190] R. M. Badger, Absolute intensities in the hydrogen chloride rotation spectrum. Proc. Nat. Acad. **13** p. 408—413 (1927).

[191] H. A. Barton, Ionization in hydrogen chloride vapour. Nat. **119** p. 197—198 (1927).

[192] W. H. Bennet and F. Daniels, Infra-red absorption spectra. II. The chloracetic acids. J. Amer. Chem. Soc. **49** p. 50—57 (1927).

[193] L. et E. Bloch, Spectres d'étincelle du chlore. Ann. de Phys. (10) **8** p. 397—432 (1927).

[194] L. et E. Bloch, Sur la fluorescence du chlor et du brome. C. R. **184** p. 744—746 (1927).

[195] D. G. Bourgin, Line intensities in the hydrogen chloride fundamental band. Phys. Rev. (2) **29** p. 794—816 (1927).

[196] T. L. de Bruin, Note on regularities in the spectra of fluorine and chlorine. Proc. Acad. Amsterd. **30** p. 20—24 (1927).

[197] M. Czerny, Die Rotationsspektren der Halogenwasserstoffe. Zs. f. Phys. **44** p. 235—255 (1927).

[198] M. Czerny, Die Darstellung der ultravioletten Absorptionsspektra der Halogenwasserstoffe nach der Schrödingerschen Theorie. Zs. f. Phys. **45** p. 476—483 (1927).

[199] G. E. Gibson and H. C. Ramsperger, Band spectra and dissociation of jodine monochloride. Phys. Rev. (2) **30** p. 598—607 (1927).

[200] Francis A. Jenkins, The line spectra of the isotopes of mercury and chlorine. Phys. Rev. (2) **29** p. 50—58 (1927).

[201] G. Kornfeld und W. Steiner, Die Lichtabsorption in trockenem Chlor. Zs. f. Phys. **45** p. 325—330 (1927).

[202] M. Miyanishi, Spectra of various metals emitted from arcs in chlorine atmosphere. Jap. J. of Physics **4** p. 119—132 (1927).

[203] O. Stelling, Über den Zusammenhang zwischen chemischer Konstitution und K-Röntgenabsorptionsspektren (1. Mitt.). Zs. f. anorg. u. allgem. Chem. **131** p. 1023 (1927).

[204] O. Stelling, Beitrag zur Kenntnis des Zusammenhanges zwischen chemischer Konstitution und K-Röntgenabsorptionsspektren. V. Untersuchungen einiger Chlorverbindungen. Chem. Ber. **60** p. 650—655 (1927).

[205] Georges Vaudet, Spectre d'étincelle du chlore et du brome dans la région Schumann. C. R. **188** p. 1270—1272 (1927).

[206] L. et E. Bloch, Sur les spectres d'étincelle du chlore et de brome. Ann. de Phys. (10) **9** p. 554—555 (1928).

[207] D. G. Bourgin, An approximation method and application to some HCl bands. Phys. Rev. (2) **32** p. 237—249 (1928).

[208] J. S. Bowen, Series spectra of chlorine, Cl II, Cl III, Cl IV and Si II, P III and S IV. Phys. Rev. (2) **31** p. 34—38 (1928).

[209] J. S. Bowen, Series spectra of potassium and calcium. Phys. Rev. (2) **31** p. 497—502 (1928).

[210] T. L. de Bruin, Recherches sur la structure de quelques spectres en rapport aux considérations théoriques récentes. Arch. Néerl. (3 A) **10** p. 70—153 (1928).

[211] T. L. de Bruin und C. C. Kiess, Series in the arc spectrum of chlorine. Science N.S. **68** p. 356—357 (1928).

[212] A. Carreli, P. Pringsheim und B. Rosen, Über den Ramaneffekt an wässerigen Lösungen und über den Polarisationszustand der Linien des Ramaneffektes. Zs. f. Phys. **51** p. 511—519 (1928).

[213] D. M. Dennison, Shape and intensities of infra-red absorption lines. Phys. Rev. (2) **31** pp. 503—519 (1928).

[214] M. J. Druyvesteyn, Het Röntgenspectrum van de tweede Soort. Diss. Groningen p. 100 (1928).

[215] A. Elliot, The isotope effect in the spectrum of chlorine. Nat. **122** p. 997 (1928).

[216] J. Franck und G. E. Gibson, Notiz über die Auslöschung der D-Linien in Flammen durch Chlorzusatz. Zs. f. Phys. **50** p. 691 (1928).

[217] G. E. Gibson, Der Isotopeneffekt bei Jodmonochloridbanden in der Nähe der Konvergenz. Zs. f. Phys. **50** p. 692—696 (1928).

[218] E. Hutchisson, The molecular heat and entropy of hydrogen chloride calculated from band spectra data. J. Amer. Chem. Soc. **50** p. 1895—1900 (1928).

[219] V. Kondratjew und A. Leipunski, Rekombinationsleuchten der Halogene. Zs. f. Phys. **50** p. 366—371 (1928).

[220] Herbert W. Kursmann, Die Verbreiterung der HCl-Rotationslinien durch Fremdgase. Zs. f. Phys. **48** p. 831—844 (1928).

[221] O. Laporte, The arc spectrum of chlorine. Nat. **121** p. 1021 (1928).

[222] J. M. Nuttall, The K-absorption edge of potassium and chlorine in various compounds. Phys. Rev. (2) **31** p. 742—747 (1928).

[223] Y. Ota and Y. Ushida, Studies on the emission band spectrum of chlorine. Japan. J. of Physics **5** p. 53—58 (1928).

[224] O. Stelling, Über den Zusammenhang zwischen chemischer Konstitution und K-Röntgenabsorptionsspektren. Zs. f. Phys. **50** p. 506—530 (1928).

[225] O. Stelling, Röntgenabsorptionsspektren und chemische Bindung. Zs. f. Elektrochem. **34** p. 520—522 (1928).

[226] Earl D. Wilson, Absorption band spectrum of jodine monochloride. Phys. Rev. (2) **32** p. 611—617 (1928).

[227] Kwan-ichi Asagoe, Stark effect for the spectral lines of chlorine, jodine and bromine. Sc. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo **11** p. 243—250 (1929).

[228] S. B. Bonino, Bemerkungen über das Ultrarotspektrum einiger Halogenverbindungen. Zs. f. Phys. **54** p. 803—805 (1929).

[229] Br. A. Brice and F. A. Jenkins, A new band system probably due to singly ionized HCl. Phys. Rev. (2) **33** p. 1090—1091 (1929).

[230] Brooks A. Brice and F. A. Jenkins, A new ultra-violet band spectrum of hydrogen chloride. Nat. **123** p. 944 (1929).

[231] W. F. Colby, Analysis of the HCl bands. Phys. Rev. (2) **34** p. 53—56 (1929).

[232] P. Daure, Contribution expérimentale à l'étude de l'effet Raman. Thèses, Serie A Nr. 1217 pp. 72 Paris (**1929**) und Ann. d. phys. (10) **12** p. 375—441 (1929).

[233] S. Ch. Deb, Structure of the trebly ionized chlorine. Nat. **124** p. 513 (1929).

[234] G. H. Dieke, Difference between the absorption and the Raman spectrum. Nat. **123** p. 569 (1929).

[235] J. L. Dunham, Intensities in the harmonic band of hydrogen chloride. Phys. Rev. (2) **34** p. 438—452 (1929).

[236] A. S. Elliott, The absorption band spectrum of chlorine. Proc. Roy. Soc. A **123** p. 629—644 (1929).

[237] A. E. Gillam and R. A. Morton, The absorption spectra of halogens and inter-halogen compounds in solution in carbon tetrachloride. Proc. Roy. Soc. A **124** p. 604—616 (1929).

[238] J. Gilles, Sur la trajectoire 3d dans les atomes ionisés P II, S II, S III et Cl III. Quadruplets de Cl III. C. R. **188** p. 1158—1160 (1929).

[239] C. F. Goodeve and C. P. Stein, The absorption spectrum of chlorine dioxide. Trans. Farad. Soc. **25** p. 738—751 (1929).

[240] E. L. Hill and E. C. Kemble, On the Raman effect in gases. Proc. Nat. Acad. **15** p. 387—392 (1929) und Phys. Rev. (2) **33** p. 1096 (1929).

[241] E. C. Kemble and E. L. Hill, Note on the Raman effect in gases. Phys. Rev. (2) **33** p. 1096 (1929). (Abstr.)

[242] C. C. Kiess and T. L. de Bruin, The arc spectrum of chlorine and its structure. Bur. of Stand. Res. Pap. No. **2** p. 1117—1136 (1929).

[243] E. B. Ludlam, Band spectrum of chlorine or hydrogen chlorine. Nat. **123** p. 86—87 und 414 (1929).

[244] E. B. Ludlam, H. G. Reid and G. S. Sontar, The hydrogen-chlorine flame. Proc. Edinb. **49** p. 156—159 (1929).

[245] K. Majumdar, The arc spectrum of chlorine. Nat. **123** p. 131 (1929).

[246] K. Majumdar, The arc spectrum of chlorine. Proc. Roy. Soc. A **125** p. 60—67 (1929).

[247] K. Majumdar and S. C. Deb, On the spectrum of doubly ionised chlorine (Abstr.). Ind. J. of Phys. **3** p. 445—450 (1929).

[248] A. H. Marwin, Combination bands in the infra-red spectra of CCl_4 and $SiCl_4$. Phys. Rev. (2) **33** p. 952—953 (1929).

[249] Charles F. Meyer and Aaron A. Levin, On the absorption spectrum of hydrogen chloride. Phys. Rev. (2) **34** p. 44—52 (1929).

[250] L. Néel, Action du champ magnétique sur quelques raies d'étincelle du spectre du chlore. J. d. Phys. et le Rad. (6) **10** p. 27 (1929).

[251] E. O. Salant and A. Sandow, Raman scattering from HCl liquid. Science (N.S.) **69** p. 357 (1929).

[252] E. O. Salant, Raman effect for HCl liquid. Phys. Rev. (2) **33** p. 1096 (1929).

[253] G. Scheibe, Die Absorption der Halogenionen in wässerigen Lösungen im beginnenden Schumann-Ultraviolett. (Elektronenaffinitätsspektren). Zs. f. phys. Chem. B **5** p. 355—364 (1929).

[254] O. Stelling, Über die K-Röntgenabsorptionsspektren einiger Chlorverbindungen in wässeriger Lösung. Naturw. **17** p. 689 (1929).

[255] H. C. Urey and J. R. Bates, The recombination spectra of the halogens. Phys. Rev. (2) **33** p. 279 (1929).

[256] H. C. Urey and J. R. Bates, The continuous spectra of flames containing the halogens. Phys. Rev. (2) **34** p. 1541—1548 (1929).

[257] R. W. Wood, Raman lines from hydrochloric acid gas. Nat. **123** p. 166 (1929).

[258] R. W. Wood, The Raman effect in gases. Part I. HCl and NH_3. Phil. Mag. (7) **7** p. 744—749 (1929) und Phys. Rev. (2) **33** p. 1097 (1929).

[259] R. W. Wood, The Raman effect with hydrochloric acid gas: The „missing line". Nat. **123** p. 279 (1929).

[260] H. Becker, Direkte Messung der Form und Breite ultraroter Spektrallinien. Zs. f. Phys. **59** p. 583—600 (1930).

[261] H. Becker, Ein drittes Chlorisotop. Zs. f. Phys. **59** p. 601—602 (1930).

[262] S. Bhagavantam, Raman spectra of some elements and simple compounds. Ind. J. of phys. **5** p. 35—48 (1930).

[263] Raymond T. Birge, The vibrational isotope effect. Phys. Rev. (2) **35** p. 133 (Abstr.) (1930).

[264] H. Cordes und H. Sponer, Die Molekülabsorption des Chlors, Broms, Jodchlorids und des Bromids im äußersten Ultraviolett. Zs. f. Phys. **63** p. 334—345 (1930).

[265] A. Dadieu und K. W. F. Kohlrausch, Das Ramanspektrum organischer Substanzen (Halogenderivate). Wien. Ber. **139** IIa p. 717—737 (1930).

[266] J. L. Dunham, The isotope effect on band spectrum intensities. Phys. Rev. (2) **36** p. 1553—1559 (1930).

[267] J. L. Dunham, Intensities of vibration-rotation bands with special reference to those of HCl. Phys. Rev. (2) **35** p. 1347—1354 (1930).

[268] A. E. Elliot, The absorption band spectrum of chlorine. Proc. Roy. Soc. A **127** p. 638—657 (1930).

[269] A. E. Elliott, The band spectrum of chlorine. Nat. **126** p. 133 (1936).

[270] C. F. Goodave and Janet J. Wallace, The absorption spectrum of chlorine monoxide. Trans. Faraday Soc. **26** p. 254—260 (1930).

[271] M. Kulp, Analyse und Deutung der ultravioletten Salzläurebande. Zs. f. Phys. **67** p. 7—23 (1931).

[272] M. Kulp, Analyse der ultravioletten Salzsäurebanden. Physik. Zs. **31** p. 959—960 (1930).

[273] M. Kulp, Ultraviolette Salzsäure-Emissionsbanden. Naturw. **18** p. 719 (1930).

[274] R. S. Mulliken, Electronic states in the visible halogen bands. Phys. Rev. (2) **36** p. 699—705 (1930).

[275] R. S. Mulliken, Interpretation of the visible halogen bands. Phys. Rev. (2) **36** p. 364—365 (1930).

[276] K. Murakawa, Spectrum of singly ionized chlorine (Cl II). Scient. Pap. Inst. phys. chem. Res. **15** p. 41—67 (1930).

[277] O. Stelling und F. Olsson, Röntgenspektroskopische Untersuchungen zur Kenntnis der Chlorsalze. Zs. f. phys. Chem. B. **7** p. 210—225 (1930).

[278] O. Stelling, Über das K-Röntgenabsorptionsspektrum von Chlor in raum-isomeren organischen Verbindungen. Zs. f. phys. Chem. B. **7** p. 325—326 (1930).

[279] O. Stelling, Zusammenhang zwischen chemischer Konstitution und K-Röntgenabsorptionsspektren. Zs. f. Elektrochem. **36** p. 605—611 (1930).

[280] R. Tréhin, Sur l'absorption des solutions aqueuses d'acide chlorhydrique dans l'ultraviolet. C. R. **191** p. 774—776 (1930).

[281] R. W. Wood and G. H. Dieke, The Raman effect in HCl gas. Phys. Rev. (2) **35** p. 1355—1359 (1930).

[282] G. B. Deodhar, Some investigations in Röntgen-spectra. Part. I. X-ray spark lines. Proc. Roy. Soc. A. **131** p. 633—647 (1931).

[283] A. K. Dutta and M. N. Saha, Absorption spectra of saturated chlorides of multivalent elements. Nat. **127** p. 625—626 (1931).

[284] W. Finkelnburg und H. S. Schumacher, Das Spektrum und das photochemische Verhalten des Chlordioxyds. Zs. f. phys. Chem. B. (Bodenstein-Festband) p. 704—716. (1931).

[285] W. Finkelnburg, H. S. Schumacher und G. Stieger, Das Spektrum und der photochemische Zerfall des Chlormonoxyds. Zs. f. phys. Chem. B. **15** p. 127—156 (1931).

[286] O. R. Ford, Survey of the satellites of the $K_{\alpha_{1,2}}$ doublet, the K_{β_1} and K_{β_2} lines. Phys. Rev. (2) **37** p. 1695 (1931).

[287] G. Hettner, Eine Doppelbande des festen Chlorwasserstoffs. Naturw. **19** p. 815 (1931).

[288] G. Hettner und J. Böhme, Das Chlorisotop Cl^{39}. Zs. f. Phys. **72** p. 95—101 (1931).

[289] G. Hettner und J. Böhme, Das Chlorisotop mit der Kernmasse 39. Naturw. **19** p. 252 (1931) und Zs. f. Phys. **72** p. 95—101 (1931).

[290] K. Murakawa, Funkenspektrum des Chlors (Cl II). Zs. f. Phys. **69** p. 507—514 (1931).

[291] K. Murakawa, Note on the spark spectra of chlorine. Sc. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo **15** p. 105—109 (1931).

[292] E. O. Salant and A. Sandow, Modified scattering by hydrogen halides. Phys. Rev. (2) **37** p. 373—378 (1931).

[293] E. O. Salant and W. West, Absorption bands of hydrogen halides in the liquid state. Phys. Rev. (2) **37** p. 108—109 (1931).

[294] S. Tolansky, Anomale Feinstruktur und Isotopenverschiebung im Cl^+-Spektrum. Zs. f. Phys. **73** p. 470—475 (1931).

[295] R. Trehin, L'absorption de la lumière par les solutions d'acide chlorhydrique. J. de phys. et le Rad. (7) **2** p. 219—229 (1931).

[296] H. C. Urey and H. Johnston, Absorption spectrum of chlorine dioxide. Phys. Rev. (2) **38** p. 581—582 und p. 2131—2153 (1931).

[297] L. A. Woodward, Ramaneffekt und elektrolytische Dissoziation. Phys. Zs. **32** p. 212—214 (1931).

[298] R. S. Mulliken, Interpretation of band spectra. Part III. Rev. of mod. phys. **4** p. 1—86 (1932).

[299] S. Tolansky, Die g(I)-Faktoren der Kerne Chlor, Phosphor, Aluminium. Zs. f. Phys. **74** p. 336—344 (1932).

Die Kenntnis der Chlorspektren ist seit 1920 sehr erweitert worden; hat man doch Linien von 7 verschiedenen Ionisationsstufen herausfinden können.

Jevons [133] hat zuerst neue Messungen im Funkenspektrum zwischen λ 3353 und 2070 gemacht. Er benutzt ein Geißlerrohr mit Goldelektroden, sowie verschiedene Kondensatoren und Funkenstrecken. Photographiert wird mittels 10-Fuß-Gitter und unter λ 2403 mit einem Quarzapparat; als Normalen dienen Eisenlinien und unter λ 2320 Cu-Linien nach Hasbach. Seine Versuche, Bogen und Funken zu trennen oder Gesetzmäßigkeiten zu finden, gelingen nicht. — Eine ähnliche Untersuchung führt Angerer [139] durch. Er benutzt dieselben Normalen, aber nur Quarzspektrograph. Die Messungen reichen von λ 3522 bis 2065. Auch diese Arbeit bringt keine Einordnung.

Erst Paschen [137] ordnet eine Anzahl Linien, und Catalán [129] bemerkt ein diffuses Triplett.

Danach beginnt eine neue Periode der Untersuchung durch Millikan und Bowen. Nachdem sie [149] mit Hilfe des „hotspark" das Cl-Spektrum zwischen λ 1832 und 528 festgestellt haben, wird ein Paar von Cl VII gefunden [155], dann Linien von Cl VI [156], und von Cl V [167]. Dazu fügt später Bowen [208, 209] zahlreiche eingeordnete Linien von Cl II, Cl III, Cl IV, und zeigt, daß einige Linien, die Turner in Chlor erhalten hatte [187], zu Cl I gehören. Inzwischen haben L. und E. Bloch ihr Verfahren, die Länge der Linien bei der elektrodenlosen Ringentladung zu messen und dadurch die Ionisationsstufen zu trennen, auch auf Cl angewandt und umfangreiche Tabellen von Cl II und Cl III gegeben [153, 194, Korrektur 206]. Die Spektren beginnen mit λ 6850, reichen bis λ 2234.

Dasselbe Prinzip verwendet Sugiura [171]: Bei Untersuchung für Li II in Hohlkathode erhält er die Linien von Cl und teilt sie nach der Länge in 2 Klassen, die also Cl II und Cl III entsprechen sollen. Im allgemeinen stimmen seine Angaben mit denen von Bloch überein. Da aber seine Messungen sehr roh sind (angebliche Fehlergrenze 0.5 A) und er nur wenige Linien gemessen hat, berücksichtigen wir seine Angaben nicht in der folgenden Tabelle.

Wenn bei den höheren Ionisationsstufen mehr oder weniger Linien durch Bowen und Millikan eingeordnet waren, so fehlte das bisher bei Cl I vollständig; das wurde anders, als de Bruin zuerst allein, dann mit Kiess die Untersuchung aufnahm [196, 174, 210, 211, 242]. Namentlich durch die Auffindung einer starken ultraroten Gruppe durch Kiess fand die Forschung eine erhebliche Förderung, so daß das Spektrum Cl I heute am besten erforscht ist. Dazu kommt noch eine Arbeit von Majumdar [246], der eine Anzahl von Linien einordnet. Vorher [245] hatte er eine Angabe von Laporte, der Linien von Asagoe [173] einordnet, für falsch erklärt.

Zu den Spektren von Cl kommt noch die Angabe von Deb [233], daß ihm Einordnungen im Spektrum von Cl IV gelungen seien, und eine Arbeit von Majumdar

und Deb [246], welche Einordnung von 30 Linien bei Cl III enthält. — Die eben erwähnte Abhandlung von Asagoe gehört zwar nach ihrem Inhalt nicht direkt hierher, sei aber doch hier mit besprochen. Schon Eder und Valenta haben hervorgehoben, daß die Linien von Chlor sich sehr leicht bei höheren Drucken verbreitern, aber in verschiedenem Maße. Dasselbe findet Asagoe [173]; er mißt den „Schwerpunkt" der verbreiterten Linien, und spricht von einer Rotverschiebung derselben. Er teilt ferner die Linien in drei Klassen: die der ersten Klasse sollen um 0.1 bis 0.3 A „verschoben" sein, bei einer Verbreiterung auf etwa 1.5 A; die der zweiten Klasse sollen um 0.1 bis 0.7 A verschoben sein bei einer Verbreiterung auf 2 bis 3 A, die der dritten Klasse endlich um 0.8 bis 2.0 A bei einer Verbreiterung bis auf 4 A. Neue Messungen macht Asagoe nicht, sondern nimmt gemischt Zahlen von Eder und Valenta (Rowlandsches System) und Jevons (Internat. System). Seine Zahlen sind also in der Tabelle nicht angeführt. Ein Vergleich der Klassen mit der anderweitig bekannten Ordnung zeigt, daß seine erste Klasse nur Linien von Cl I enthält, die beiden anderen jedoch ein Gemisch von Linien von Cl II und Cl III sind. Asagoe meint, die „Verschiebung" beruhe auf Starkeffekt.

In einer weiteren Untersuchung [181] beobachtet Asagoe die in [148] durch Druck stark verbreitert gefundenen Linien in starken elektrischen Feldern (150 kV/cm) und findet seine Annahme, daß der interatomare Starkeffekt für die starke Verbreiterung bezw. „Rotverschiebung" der Bogenlinien des Chlors und die schwächere der Funkenlinien verantwortlich zu machen sei, voll bestätigt. Ähnliche Beobachtungen und Erklärungen gibt Miyanishi [202], der Linien von Hg, Cd, Zn, Mg, Ca, Sr und Ba in Bogen in Chloratmosphäre untersucht.

Eine ganz ähnliche Untersuchung hatte vorher Lunt [147] ausgeführt, nur daß er „Verschiebung" durch verschiedene Entladungsart findet, und sie durch gesteigerte Temperatur erklären will. Er gibt eine Gruppe von Linien zwischen 4276 und 4225 an, die eine Verschiebung von 0.8 A zeigt, während dazwischenliegende andere Linien um 0.14 A wachsen. Eine andere Gruppe zwischen λ 3917 und 3798 hatte 0.43 A Verschiebung. Die Messungen für die „unverschobenen" Linien sind in die Tabelle aufgenommen. — Sowohl Lunt als Asagoe veröffentlichen Photographien, die nur zeigen, daß es sich um so breite und diffuse Linien handelt, daß eine Messung ausgeschlossen erscheint. Wir verweisen auf die Ausführungen in diesem Handbuch Band II p. 348ff., und die Fig. 1 auf Taf. 3 daselbst, welche Lunts Gruppe 3917—3798 zeigt.

Damit sind alle Arbeiten erwähnt, welche Messungen und Ordnungsversuche enthalten, und es seien nun die Resultate in den folgenden Tabellen zusammengestellt.

Cl I. Siebenvalenzelektronensystem mit Dubletts und Quartetts. Die Anregungsspannung beträgt etwa 8.95 Volt [163, 169]. Im wesentlichen liegt nur die Messung und Einordnung von Kiess und de Bruin [242] vor, daneben noch Angaben über einzelne Linien von Majumdar [247] und Turner [187]. Die Angaben von Majumdar sind zweifelhaft; er scheint mehrfach Linien von Cl II genommen zu haben. Eine Anzahl von Linien läßt sich natürlich aus den alten Messungen von Eder und Valenta [49] herausfinden.

Tabelle 1. Cl I.

nach [242]	nach [247] Elektronenkonfiguration $4M_2(N_1 \leftarrow N_2)$		Kiess und de Bruin [242]		Majumdar [247]	
$4s\,{}^2P_1$—$4p\,{}^2D_2$	—	9876	08	1	—	
$4s\,{}^4P_1$—$4p\,{}^4P_2$	—	9702	30	1	—	
$4s\,{}^2P_2$—$4p\,{}^2D_3$	—	9592	25	2	—	
$4s\,{}^4P_2$—$4p\,{}^4P_3$	—	84	80	0	—	
$4s\,{}^4P_1$—$4p\,{}^4P_1$	—	9486	88	0	—	
$4s\,{}^2P_1$—$4p\,{}^2P_2$	—	52	06	3	—	
$4s\,{}^4P_2$—$4p\,{}^4P_2$	—	9393	85	1	—	
$4s\,{}^2P_2$—$4p\,{}^2D_2$	—	9288	84	4	—	
$4s\,{}^2P_1$—$4p\,{}^4S_2$	—	9197	47	1	—	
$4s\,{}^4P_2$—$4p\,{}^4P_1$	—	91	71	5	—	
$4s\,{}^4P_3$—$4p\,{}^4P_3$	—	21	12	8	—	
$4s\,{}^2P_1$—$4p\,{}^2S_1$	—	9073	17	6	—	
—	—	69	68	4	—	
$4s\,{}^2P_1$—$4p\,{}^2P_1$	—	45	43	7	—	
—	—	38	98	5	—	
$4s\,{}^4P_3$—$4p\,{}^4P_2$	—	8948	01	10	—	
$4s\,{}^2P_2$—$4p\,{}^2P_2$	—	12	90	8	—	
$4p\,{}^4D_2$—$3d\,{}^4D_3$	—	8846	07	0	—	
4x22—5x26	—	8711	45	0	—	
—	—	8696	—		6.8	0
$4s\,{}^2P_2$—$4p\,{}^4S_2$	—	86	30	8	—	
—	${}^4P_1$—${}^4D_2$	76	—		6.7	5
$4p\,{}^4D_3$—$3d\,{}^4D_4$	—	41	80	0	—	
4x21—$5p\,{}^2D_2$	—	28	58	0	—	
—	—	8589	08	0	—	
$4s\,{}^4P_2$—$4p\,{}^4D_3$	${}^4P_2$—${}^4D_3$	85	99	15	5.2	4
$4p\,{}^4D_3$—$3d\,{}^4D_3$	—	77	95	1	—	
$4s\,{}^4P_1$—$4p\,{}^4D_2$ } $4s\,{}^2P_2$—$4p\,{}^2S_1$ }	${}^4P_1$—${}^4D_1$	75	27	12	5.5	2
$4s\,{}^2P_2$—$4p\,{}^2P_1$	—	50	50	4	—	
$4p\,{}^4D_3$—$3d\,{}^4D_2$	—	8497	30	0	—	
$4p\,{}^4D_4$—$3d\,{}^4D_4$	—	67	32	4	—	
$4s\,{}^4P_1$—$4p\,{}^4D_1$	${}^4P_2$—${}^4D_2$	28	27	15	8.6	3
$4p\,{}^4D_4$—$3d\,{}^4D_3$	—	06	14	1	—	
$4s\,{}^4P_3$—$4p\,{}^4D_4$	${}^4P_3$—${}^4D_4$	8375	97	20	6.3	9
$4s\,{}^4P_2$—$4p\,{}^4D_2$	${}^4P_2$—${}^4D_1$	33	31	15	3.9	14
$4p\,{}^2P_2$—$6s\,{}^4P_2$	—	04	65	0	—	
—	—	8286	54	0	—	
$4p\,{}^2D_3$—5x25	—	80	82	0	—	
—	—	73	64	0	—	
—	—	68	98	0	—	
$4p\,{}^2P_2$—$3d\,{}^4F_3$	—	67	39	0	—	
—	—	58	30	0	—	
$4s\,{}^4P_2$—$4p\,{}^2D_3$	—	21	76	12	—	
$4s\,{}^4P_1$—$4p\,{}^2D_2$	—	20	45	8	—	
$4s\,{}^4P_3$—$4p\,{}^4D_3$	${}^4P_3$—${}^4D_3$	12	03	10	1.3	12
—	—	03	66	1	—	
—	—	02	—		2.0	1

nach [242]	nach [247] Elektronenkonfiguration $4M_2(N_1 \leftarrow N_2)$		Kiess und de Bruin [242]		Majumdar [191]	
4x22—5p $^2P_1$	—	8200	23	5	—	
4x21—5p $^2P_1$	—	8199	06	5	—	
4s $^4P_2$—4p $^4D_1$	—	94	39	7	—	
4p $^4D_2$—5x25	—	70	02	0	—	
—	—	48	74	0	—	
—	—	8094	75	0	—	
4x23—5p $^2S_1$	—	87	66	2	7.6	3
—	—	86	71	8	—	
4x22—5p $^2S_1$	—	85	57	6	—	
4x21—5p $^2S_1$	—	84	51	4	—	
—	—	51	03	2	—	
—	—	23	31	2	—	
4x23—5p $^2P_2$	—	17	54	1	—	
4x22—5p $^2P_2$	—	15	58	4	—	
4s $^4P_2$—4p $^2D_2$	—	7997	84	6	—	
4s $^4P_3$—4p $^4D_2$	—	80	61	1	—	
4p $^4P_1$—3d $^4D_2$	—	76	97	3	—	
—	—	74	74	2	—	
—	—	52	54	1	—	
4x21—5x25	—	35	01	2	—	
4x22—5x25	—	33	88	4	—	
4s $^4P_1$—4p $^2P_2$	—	24	67	8	—	
4p $^4P_1$—3d $^4D_1$	—	15	10	3	—	
4p $^4P_2$—3d $^4D_3$	—	7899	36	5	—	
—	—	83	—		3.5	0
4s $^4P_3$—4p $^2D_3$	—	78	24	8	—	
—	—	40	66	0	—	
4p $^4P_2$—3d $^4D_2$	—	30	79	4	—	
—	—	26	—		6.4	0
4p $^4P_3$—3d $^4D_4$	—	21	39	7	—	
—	—	7777	84	0	—	
4p $^4P_2$—3d $^4D_1$	—	71	13	1	—	
4p $^4P_3$—3d $^4D_3$	—	69	18	4	—	
—	—	58	—		8.7	1
4s $^4P_1$—4p $^4S_2$	$^4P_1$—$^4S_1$	44	98	10	5.5	1
—	—	20	—		0.3	0
4s $^4P_2$—4p $^2P_2$	—	17	60	9	—	
4p $^4P_3$—3d $^4D_2$	—	02	87	1	—	
4p $^4D_2$—6s $^4P_2$	—	7692	94	0	—	
4s $^4P_3$—4p $^2D_2$	—	72	46	5	—	
—	—	59	47	0	—	
4s $^4P_1$—4p $^2S_1$	—	56	89	0	—	
—	—	7561	19	0	—	
4s $^4P_2$—4p $^4S_2$	$^4P_2$—$^4S_2$	47	09	12	7.2	1
4p $^4D_4$—6s $^4P_3$	—	7492	10	3	—	
4p $^4D_3$—6s $^4P_2$	—	89	46	2	—	
4s $^4P_2$—4p $^2S_1$ } 4p $^4D_4$—3d $^4F_5$ }	—	62	40	2	—	
4p $^4D_3$—3d $^4F_3$	—	59	46	1	—	

nach [242]	nach [247] Elektronenkonfiguration $4M_2(N_1 \leftarrow N_2)$		Kiess und de Bruin [242]		Majumdar [191]	
$4p^4D_1$—$6s^4P_1$	—	7454	23	0	—	
$4s^4P_2$—$4p^2P_1$	—	44	35	1	—	
$4p^4D_4$—$3d^4F_4$	—	35	68	2	—	
$4s^4P_3$—$4p^2P_2$	—	14	12	12	—	
—	—	7382	50	1	—	
$4p^4D_2$—$6s^4P_1$	—	42	83	1	—	
$4p^4D_4$—$3d^4F_3$	—	29	36	0	—	
$4sP_3$—$4p^4S_2$	$^4P_3$—$^4S_2$	7256	65	15	6.2	2
—	—	44	82	0	—	
—	—	7195	04	1	—	
—	—	91	52	0	—	
—	—	7094	29	1	—	
$4p^4P_2$—$6s^4P_3$	—	86	83	3	—	
—	—	08	18	1	—	
—	—	6995	90	1	—	
$4p^4P_3$—$6s^4P_3$	—	81	90	2	—	
$4p^4P_2$—$6s^4P_2$	—	66	95	1	—	
$4p^4P_3$—$3d^4F_4$	—	32	94	2	—	
—	—	6854	50	0	—	
$4p^4P_3$—$3d^4F_3$	—	40	26	1	—	
—	—	10	08	1	—	
—	—	6709	96	1	—	
—	—	03	26	1	—	
—	—	6687	—		7.8	1
$4p^4P_2$—$6s^4P_1$	—	78	45	1	—	
—	—	61	—		1.9	2
—	—	53	85	0	—	
—	—	14	—		4.5	3
—	—	09	30	2	—	
$4p^4D_3$—$4d^4D_3$	—	04	61	2	—	
$4x22$—$4d^4D_3$	—	00	14	0	—	
—	—	6542	42	2	—	
$4p^4D_4$—$4d^4D_4$	—	31	43	4	—	
$4p^4D_4$—$4d^4D_3$	—	02	28	1	—	
—	—	6487	—		7.1	3
—	—	71	60	0	—	
—	—	65	—		5.9	1
—	—	53	34	0	—	
$4p^2D_3$—60	—	50	36	4	—	
—	—	34	80	5	—	
—	—	25	64	2	—	
—	—	08	08	1	—	
—	—	6398	64	7	—	
—	—	94	77	0	—	
—	—	71	48?	0	—	
—	—	47	05	1	—	
—	—	41	70	3	—	
—	—	35	08	0	[1]	

[1] Lunt [147] gibt diese Linie 6335.5.

nach [242]	nach [247] Elektronenkonfiguration $4M_2(N_1 \leftarrow N_2)$		Kiess und de Bruin [242]		Majumdar [191]
—	—	6321	65	1	—
—	—	06	77	0	—
—	—	6291	86	0	—
—	—	80	29	1	—
4p $^4P_1$—4d $^4D_2$	—	52	34	2	—
4p $^4D_3$—60	—	42	66	1	—
4p $^4P_1$—4d $^4D_1$	—	31	57	2	—
—	—	26	48	0	—
4p $^4D_4$—59	—	11	61	2	—
4p $^4P_2$—4d $^4D_3$	—	6194	75	4	—
4p $^4P_2$—4d $^4D_2$	—	62	14	3	—
4p $^4P_2$—4d $^4D_1$	—	41	87	0	—
4p $^4P_3$—4d $^4D_4$	—	40	25	6	—
4p $^4P_3$—4d $^4D_3$	—	14	41	4	—
4p $^4P_3$—4d $^4D_2$	—	6082	63?	0	—
—	—	28	38	0	—
—	—	19	80	1	—
—	—	5991	46	0	—
—	—	87	78	0	—
—	—	65	74	0	—
4p $^4D_3$—4d $^4F_4$ } 4p $^4P_2$—59 }	—	30	42	1	—
—	—	22	31	0	—
—	—	13	82	0	—
4p $^4D_3$—4d $^4F_3$	—	08	25	0	—
—	—	5866	73	0	—
4p $^4P_3$—59	—	56	74	2	—
4p $^4D_4$—4d $^4F_4$	—	47	74	2	—
—	—	46	71	2	—
—	—	44	27	1	—
—	—	42	40	0	—
—	—	39	89	0	—
—	—	06	86	0	—
4p $^4P_3$—60	—	02	91	1	—
—	—	01	36	0	—
—	—	5799	94	3	—
—	—	96	34	3	—
—	—	74	84?	0	—
—	—	72	65	0	—
—	—	31	77	0	—
—	—	26	27	0	—
—	—	02	05	0	—
—	—	5686	38	0	—
—	—	5580	52	0	—
4p $^4P_2$—4d $^4F_3$	—	78	22	1	—
—	—	69	17	2	—
—	—	49	32	0	—
4p $^4P_3$—4d $^4F_4$	—	32	16	3	—
—	—	28	09	0	—

nach [242]	nach [247] Elektronenkonfiguration $4M_2(N_1 \leftarrow O_2)$		Kiess und de Bruin [242]		Majumdar [191]	
—	—	5514	71	2	—	
$4p\,^4P_3$—$4d\,^4F_3$	—	13	00	2	—	
—	—	5493	28?	1	—	
—	—	05	74	0	—	
—	—	04	01	0	—	
—	—	5341	04	1	—	
—	—	30	79	0	—	
—	—	07	62	0	—	
$4s\,^2P_1$—5x 24	—	5140	38	1	—	
$4s\,^2P_2$—5x 24	—	4976	65	4	—	
$4s\,^2P_2$—$5p\,^4D_3$	—	4852	72	4	—	
$4s\,^2P_1$—$5p\,^4S_2$	—	18	55	2	—	
$4s\,^2P_2$—$5p\,^4D_2$	—	4740	68	5	—	
$4s\,^2P_2$—$5p\,^2D_3$	—	21	28	3	—	
$4s\,^2P_2$—$5p\,^4D_1$	—	4691	54	4	—	
$4s\,^2P_2$—5x 26	—	77	76	2	—	
$4s\,^2P_1$—$5p\,^2P_1$	—	61	22	8	—	
$4s\,^2P_2$—$5p\,^2D_2$	—	54	06	4	—	
$4s\,^2P_1$—$5p\,^2S_1$	—	23	96	3	—	
$4s\,^2P_1$—$5p\,^2P_2$	—	01	00	10	—	
$4s\,^4P_1$—$5p\,^4P_2$	—	4578	18	1	—	
$4s\,^2P_2$—$5p\,^2P_1$	—	26	21	12	—	
$4s\,^2P_2$—$5p\,^2S_1$	—	4491	08	4	—	
$4s\,^4P_2$—$5p\,^4D_3$	—	75	31	6	—	
$4s\,^2P_2$—$5p\,^2P_2$	—	69	37	6	—	
$4s\,^4P_2$—$5p\,^4P_1$	$^4P_2$—$^4P_3$	46	12	2	6.18	2
$4s\,^4P_1$—$5p\,^4D_2$	$^4P_1$—$^4P_2$	45	82	2	5.93	2
$4s\,^4P_3$—$5p\,^4P_3$	—	38	48	7	—	
$4s\,^4P_3$—$5p\,^4P_2$	—	03	03	6	—	
$4s\,^4P_1$—$5p\,^4D_1$	—	02	52	1	—	
$4s\,^4P_1$—5x 26	—	4390	38	4	—	
$4s\,^4P_3$—$5p\,^4D_4$	—	89	76	12	—	
$4s\,^4P_1$—$5p\,^4S_2$	$^4P_1$—$^4S_2$	87	53	3	7.54	5
$4s\,^4P_2$—$5p\,^4D_2$	$^4P_2$—$^4P_2$	79	91	7	9.91	8
—	$^4P_1$—$^4P_1$	72	—		2.95	6
$4s\,^4P_3$—$5p\,^4D_3$	$^4P_1$—$^4D_1$	71	55	1	1.55	5
$4s\,^4P_1$—$5p\,^2D_2$	—	69	52	6	—	
$4s\,^4P_2$—$5p\,^2D_3$	$^4P_2$—$^4D_3$	63	30	6	3.31	8
—	$^4P_3$—$^4P_3$	43	—		3.66	10
$4s\,^4P_2$—$5p\,^4S_2$	$^4P_1$—$^4D_1$	23	34	6	3.36	6
—	$^4P_2$—$^4S_2$	09	—		9.03	3
—	—	07	—		7.43	6
—	$^4P_3$—$^4P_2$	4283	—		3.45	3
—	—	80	—		—	
$4s\,^4P_3$—$5p\,^2D_3$	$^4P_3$—$^4D_3$	64	58	3	4.58	3
—	$^4P_2$—$^4D_1$	61	—		1.19	3
—	$^4P_3$—$^4D_4$	53	—		3.37	9
$4s\,^4P_3$—$5p\,^4S_2$	$^4P_3$—$^4S_2$	26	43	5	6.47	7
$4s\,^4P_3$—$5p\,^2D_2$	—	09	67	4	—	

nach [242]	nach [247] Elektronenkonfiguration $4M_2(N_1 \leftarrow N_2)$		Kiess und de Bruin [242]		Turner [187]	
—	—	4208	00	2	—	
—	—	4185	52	1	—	
—	—	4032	19	2	—	
$4s\,^4P_2—3p\,^2P_1$	—	1396	—		5	3
$4s\,^4P_3—3p\,^2P_2$; $4s\,^4P_1—3p\,^2P_1$	—	89	—		9	4
$4s\,^4P_2—3p\,^2P_2$	—	79	—		6	5
$4s\,^2P_2—3p\,^2P_1$	—	63	—		5	5
$4s\,^2P_1—3p\,^2P_1$	—	51	—		7	3
$4s\,^2P_2—3p\,^2P_2$	—	47	—		2	5
$4s\,^2P_1—3p\,^2P_2$	—	35	—		8	2

Termtabelle zu Cl I nach Kiess und de Bruin [242].

Nr.	Termbezeichnung	Termwert	Elektronenkonfiguration
1	$^2P_2$	104991.	3p
2	$^2P_1$	104110.	
3	$^4P_3$	33037.00	
4	$^4P_2$	32506.80	
5	$^4P_1$	32168.36	4s
6	$^2P_2$	30769.56	
7	$^2P_1$	30129.76	
8	$^4P_3$	22076.46	
9	$^4P_2$	21864.41	
10	$^4P_1$	21630.45	
11	$^4D_4$	21101.36	
12	$^4D_3$	20863.10	
13	$^4D_2$	20510.09	
14	$^4D_1$	20306.73	4p
15	$^2D_3$	20347.31	
16	$^2D_2$	20006.96	
17	$^2P_2$	19552.96	
18	$^2P_1$	19077.56	
19	$^4S_2$	19260.32	
20	$^2S_1$	19111.28	
21	^2x	20875.32	
22	^2x	20873.62	4x
23	^2x	20870.54	
24	—	10681.33	
25	—	8274.65	5x
26	—	9397.72	
27	$^4P_3$	10513.07	
28	$^4P_2$	10331.72	5p
29	$^4P_1$	10021.57	
30	$^4D_4$	10263.09	

Nr.	Termbezeichnung	Termwert	Elektronenkonfiguration
31	$^4D_3$	10168.25	
32	$^4D_2$	9681.57	
33	$^4D_1$	9460.49	
34	$^4S_2$	9382.70	
35	$^2D_3$	9594.69	5p
36	$^2D_2$	9288.99	
37	$^2P_2$	8682.16	
38	$^2P_1$	8401.36	
39	$^2S_1$	8509.37	
40	$^4D_4$	9294.51	
41	$^4D_3$	9208.59	
42	$^4D_2$	9097.84	
43	$^4D_1$	8999.82	
44	$^4F_5$	?	3d
45	$^4F_4$	7656.40	
46	$^4F_3$	7461.15	
47	$^4F_2$	?	
48	$^4P_3$	7757.63	
49	$^4P_2$	7514.80	
50	$^4P_1$	6895.04	
51	$^4D_4$	5794.98	
52	$^4D_3$	5726.29	
53	$^4D_2$	5640.78	
54	$^4D_1$	5587.39	
55	$^4F_5$	?	4d
56	$^4F_4$	4005.40	
57	$^4F_3$	3942.53	
58	$^4F_2$	?	
59	?	5006.88	
60	?	4848.59	

Termtabelle zu Cl I nach Majumdar [247].

$4M_2N_1$ \ $4M_2N$	$^4P_3$	$^4P_2$	$^4P_1$
$^4D_4$	11935.2	—	—
$^4D_3$	12174.0	11644.8	—
$^4D_2$	—	11861.1	11522.0
$^4D_1$	—	11995.9	11657.0
$^4S_2$	13777.5	13246.4	12907.2

$4M_2N_1$ \ $4M_2O_2$	$^4P_3$	$^4P_2$	$^4P_1$
$^4\bar{P}_3$	23015.6	22484.9	—
$^4\bar{P}_2$	23355.5	22825.1	22486.9
$^4\bar{P}_1$	—	23200.6	22861.5
$^4D_4$	23504.2	—	—
$^4D_3$	23442.4	22912.0	—
$^4D_2$	—	23209.2	22868.8
$^4D_1$	—	23461.0	23123.7
$^4S_2$	23654.0	23123.7	22785.4

Cl II ist ein Sechsvalenzelektronensystem mit Triplett- und Quintett-Termen. Die Ionisierungsspannung beträgt nach Hopfield [163] 23.70 Volt und nach Murakawa [290] 18.32 Volt für den $^3P_2$-Term. Die wichtigste Arbeit über das Linienspektrum des einfach ionisierten Chloratoms ist von E. und L. Bloch [193, 194, 206]. Eine sehr genaue Messung und Einordnung einiger Linien gibt Paschen [137], während Murakawa [276, 290, 291] eine große Anzahl von Cl II-Linien mittels 1 m-Konkavgitter mißt und zum Teil auch einordnet. Seine erste Einordnung [276] stützt sich auf entsprechende Cl III-Terme, und in der zweiten Arbeit [290] hat er das isoliert auftretende Multiplett $(^2D)4s\,^2D$—$(^2D)4p\,^3D$ als Schlüssel für die Analyse benutzt. In der folgenden Tab. 2, die alle hier erwähnten Angaben über das Cl II-Spektrum enthält, haben wir, soweit Linien zweimal eingeordnet wurden, die letzte Einordnung angeführt. Einige Linien haben wir aus den Angaben von de Bruin [174], Lunt [147], Sugiura [171] und aus den Tabellen von Jevons [133] und Angerer [139] herausgesucht. Im Schumanngebiet kommen noch Bowen [208] mit eingeordneten Linien, ferner Murakawa [276], der nur eingeordnet hat, und Hopfield [163] mit einigen Messungen hinzu.

Tabelle 2. Cl II.

n. Paschen [137]	nach Murakawa [276 und 291]		Bloch [193]	Paschen [137]	de Bruin [174]	Sugiura [171]	Murakawa [276 u. 291]
—	—	6850	13 0	—	—	—	—
—	—	31	52 0	—	—	—	—
—	—	6759	35 1	—	—	—	9.3 1
—	—	13	38 3	—	—	—	3.32 5
—	—	6686	00 4	—	—	—	5.88 9
—	—	81	09 0	—	—	—	—
—	—	61	64 4	—	—	—	1.60 8
—	—	53	62 0	—	—	—	3.70 1
—	—	6577	—	—	—	—	7.7 1[1])
—	—	22	47 00	—	—	—	—
—	—	6399	32? 0	—	—	—	—
—	—	6160	71? 0	—	—	—	—
—	—	6094	67 6	—	—	—	4.723 10
—	—	5791	17 00	—	—	—	—
—	—	90	48 0	—	—	—	—
—	—	5634	77 0	—	—	—	—
—	—	25	—	—	—	—	5.24 3
—	—	5570	—	—	—	—	0.5 1[1])
—	—	68	86? 0	—	—	—	—
—	—	50	—	—	—	—	0.2 1
—	—	34	—	—	—	—	4.50 3
—	—	27	—	—	—	—	7.73 5
—	—	5472	—	—	—	—	2.9 0
$3d_5$—$3p_3$	$(^4S)3d\,^5D_0$—$(^4S)4p\,^5P_1$	57	51 2	7.49 $\frac{1}{2}$	7.70 $\frac{1}{2}$	—	7.49 2[2])
$3d_4$—$3p_3$	$(^4S)3d\,^5D_1$—$(^4S)4p\,^5P_1$	57	09 4	7.07 3	—	—	7.07 20[2])
$3d_3$—$3p_3$	$(^4S)3d\,^5P_2$—$(^4S)4p\,^5P_1$	56	34 3	6.177 2	—	—	6.177 10[2])
—	—	53	—	—	—	—	3.53 1[2])
$3d_4$—$3p_2$	$(^4S)3d\,^5D_1$—$(^4S)4p\,^5P_2$	44	98 1	4.91 1	—	—	4.91 5[2])
$3d_3$—$3p_2$	$(^4S)3d\,^5D_2$—$(^4S)4p\,^5P_2$	44	27 3	4.198 3	—	—	4.198 20[2])
$3d_2$—$3p_2$	$(^4S)3d\,^5D_3$—$(^4S)4p\,^5P_2$	43	46 4	3.373 5	—	—	3.373 25[2])
$3d_3$—$3p_1$	$(^4S)3d\,^5D_2$—$(^4S)4p\,^5P_3$	24	40 0	4.310 0	—	—	4.310 n. Bloch, von Paschen vorhergesagt
$3d_2$—$3p_1$	$(^4S)3d\,^5D_3$—$(^4S)4p\,^5P_3$	23	—	3.493 2	—	—	3.493 5[2])
$3d_1$—$3p_1$	$(^4S)3d\,^5D_4$—$(^4S)4p\,^5P_3$	23	34 7	3.231 6	—	—	3.231 30[2])
—	$(^2D)4s\,^1P_1$—$(^2D)4p\,^3D_2$(?)	5392	21 5	—	—	—	2.116 20
—	—	33	75 0	—	—	—	—
—	—	5285	45 1	—	5.8 $\frac{1}{2}$	—	—
—	$(^4S)4s\,^3S_1$—$(^4S)4p\,^3P_1$	21	35 4	—	1.48 6	—	1.340 14
—	$(^4S)4s\,^3S_1$—$(^4S)4p\,^3P_0$	18	—	—	—	—	8.16 2
—	$(^4S)4s\,^3S_1$—$(^4S)4p\,^3P_2$	17	93 6	—	—	7.1 2	7.917 17
—	—	5192	98 0	—	—	—	3.01 1
—	—	89	63 1	—	—	—	9.60 2
—	—	75	78 0	—	—	—	5.73 1
—	—	73	07 0	—	—	—	3.06 1

[1]) Mit Prisma gemessen.

[2]) λ nach Eder und Valenta [49] und von Paschen [137] auf internat. Norm. umgerechnet.

n. Paschen [137]	nach Murakawa [276 und 291]		Bloch [193]	Paschen [137]	de Bruin [174]	Sugiura [171]	Murakawa [276 u. 291]
—	—	5162	33 00	—	—	—	2.32 1
—	—	60	80 0	—	—	—	0.77 1
—	$(^2D)4s\,^3D_3$—$(^2D)4p\,^3D_2$	13	29? 00	—	3.3 1	—	3.12 3
—	$(^2D)4s\,^3D_2$—$(^2D)4p\,^3D_1$	03	—	—	—	—	3.85 1
—	$(^2D)4s\,^3D_2$—$(^2D)4p\,^3D_2$	02	97 1	—	—	—	2.86 5
—	$(^2D)4s\,^3D_1$—$(^2D)4p\,^3D_1$	5099	16 0	—	—	—	9.103 3
—	$(^2D)4s\,^3D_1$—$(^2D)4p\,^3D_1$	98	—	—	—	—	8.2 00
—	—	83	—	—	—	—	3.37 0
—	$(^2D)4s\,^3D_3$—$(^2D)4p\,^3D_3$	78	16 2	—	8.36 4	—	8.200 10
—	$(^2D)4s\,^3D_2$—$(^2D)4p\,^3D_3$	68	—	—	—	—	8.04 2
—	—	4995	35 0	—	—	—	5.30 1
—	—	70	03? 00	—	—	—	0.15 1
—	—	42	—	—	—	—	2.76 0
—	—	27	—	—	—	—	6.98 0
—	—	24	90 00	—	—	—	4.80 0
—	$(^2D)4s\,^3D_2$—$(^2D)4p\,^3F_2$	21	—	—	—	—	1.92 15
—	$(^2D)4s\,^3D_1$—$(^2D)4p\,^3F_2$	17	63 2	—	—	—	7.65 8
—	$(^2D)4s\,^3D_3$—$(^2D)4p\,^3F_3$	14	— —	—	—	—	4.16 1
—	$(^2D)4s\,^3D_2$—$(^2D)4p\,^3F_3$	04	66 3	—	4.85 4	—	4.661 15
—	$(^2D)4s\,^3D_1$—$(^2P)4p\,^3F_4$	4896	69 4	—	6.90 5	—	6.677 18
$3s$—$3p_3$	$(^4S)4s\,^5S_2$—$(^4S)4p\,^5P_1$	19	39 6	9.453 3	—	9.1 1	9.453 20[1]
$3s$—$3p_2$	$(^4S)4s\,^5S_2$—$(^4S)4p\,^5P_2$	10	01 8	0.048 5	—	0.0 2	0.048 25[1]
$3s$—$3p_1$	$(^4S)4s\,^5S_2$—$(^4S)4p\,^5P_3$	4794	50 10	4.545 6	—	4.9 3	4.545 30[1]
—	—	85	31 0	—	—	—	5.30 1
—	—	81	77 0	—	—	—	1.78 1
—	—	81	28 4	—	1.44 5	—	1.285 9
—	—	80	—	—	—	—	0.2 2
—	—	78	84? 1	—	—	—	8.90 1
—	—	71	02 1	—	1.19 2	—	1.04 0
—	—	68	59 2	—	8.76 4	—	8.62 1
—	—	55	51 0	—	5.9 1	—	5.58 0
—	—	40	38 6	—	0.52 3	—	0.369 12
—	—	39	35? 0	—	—	—	—
—	$(^2D)4p\,^3P_2$—$(^2D)4d\,^3G_{543}$	21	42 3	—	—	—	1.411 6
—	—	14	20 0	—	—	—	—
—	—	4696	—	—	—	—	6.120 4
—	—	84	—	—	—	—	4.15 4
—	—	79	—	—	—	—	9.141 5
—	—	76	69 1	—	—	—	—
—	—	39	72 1	—	—	—	9.58 3
—	—	24	31 1	—	4.23 3	—	—
—	—	00	96? 1	—	1.19 4	—	—
—	$(^4S)4p\,^3P_{2,0}$—$(^4S)4d\,^3D_{2,1}$?	4584	99 3	—	—	—	5.003 8
—	$(^4S)4p\,^3P_2$—$(^4S)4d\,^3D_3$?	84	24 6	—	—	—	4.226 15
—	$(^4S)4p\,^3P_1$—$(^4S)4d\,^3D_{2,1}$?	82	35 1	—	—	—	2.39 3
—	$(^4S)4p\,^3P_{2,0}$—$(^4S)5s\,^3S_1$	72	00 12	—	—	—	2.20 15
—	$(^4S)4p\,^3P_1$—$(^4S)5s\,^3S_1$	69	37 8	—	—	—	9.545 10

[1]) λ nach Eder und Valenta [49] und von Paschen [137] auf internat. Norm. umgerechnet.

n. Paschen [137]	nach Murakawa [276 und 291]		Bloch [193]	Paschen [137]	de Bruin [174]	Lunt [147]	Sugiura [171]	Murakawa [276 u. 291]
—	—	4544	46 3	—	—	—	—	4.48 5
—	—	36	74 5	—	7.0 ½	—	—	6.752 15
—	—	36	55? 3	—	—	—	—	—
—	—	26	21? 3	—	6.44 5	—	—	—
—	—	19	15 5	—	—	—	—	9.179 12
—	—	04	24 4	—	4.50 ½	—	—	4.287 8
—	—	4497	28 5	—	7.45 ½	—	—	7.290 13
—	—	89	95 8	—	—	—	—	9.999 20
—	—	81	99 2	—	—	—	—	2.00 5
—	—	75	23 5	—	5.50 4	—	—	—
—	—	71	14 3	—	—	—	—	1.13 6
—	—	53	23? 0	—	—	—	—	—
—	—	38	81 4	—	—	—	—	8.821 6
—	—	38	60 3	—	8.72 4	—	—	8.600 2
—	—	36	93 1	—	—	—	—	—
—	—	20	56 3	—	—	—	—	0.60 2
—	—	10	51 0	—	—	—	—	0.52 1
—	—	4399	15 4	—	9.37 2	—	—	03.48 1
—	—	89	77? 4	—	—	—	—	99.164 7
—	—	79	93 1	—	80.08 8	—	—	—
—	—	72	95 12	—	—	—	—	2.948 20
—	—	68	27? 2	—	—	—	—	—
—	$(^2D)4s\,^3D_3$—$(^2D)4p\,^3P_2$	43	66 15	—	3.82 10	3.80	—	3.654 30
—	$(^2D)4s\,^3D_2$—$(^2D)4p\,^3P_2$	36	24 8	—	6.38 5	6.35	—	6.229 15
—	$(^2D)4s\,^3D_1$—$^2D\,4p\,^3P_2$	32	80 2	—	3.12 1	—	—	2.80 6
—	—	13	03 00	—	—	—	—	—
—	—	09	04 8	—	—	9.15	—	9.051 10
—	$(^2D)4s\,^3D_2$—$(^2D)4p\,^3P_1$	07	48 10	—	7.63 8	7.56	—	7.461 25
—	$(^2D)4s\,^3D_1$—$(^2D)4p\,^3P_1$	04	07 7	—	4.21 4	4.18	—	4.080 10
—	$(^2D)4s\,^3D_1$—$(^2D)4p\,^3P_0$	4291	74 8	—	—	1.85	—	1.733 15
—	$(^2P)4s\,^3P_2$—$(^2P)4p\,^3D_3$	76	50 10	—	—	6.60	—	6.500 20
—	$(^2P)4s\,^3P_1$—$(^2P)4p\,^3D_2$	70	64 8	—	0.85 2	0.72	—	0.608 15
—	$(^2P)4s\,^3P_2$—$(^2P)4p\,^3D_2$	64	—	—	—	—	—	4.56 3
—	—	61	27 4	—	—	1.31	—	1.276 8
—	$(^2P)4s\,^3P_0$—$(^2P)4p\,^3D_1$	59	57 6	—	—	9.62	—	9.548 10
$3p_1$—4s	$(^4S)4p\,^5P_3$—$(^4S)5s\,^5S_2$	53	43 10	3.388 5	—	3.47	4.1 2	3.388 25 [2])
—	$(^2P)4s\,^3P_1$—$(^2P)4s\,^3D_1$	49	—	—	—	—	—	9.80 2 [1])
$3p_3$—4s	$(^4S)4p\,^5P_2$—$(^4S)5s\,^5S_2$	41	28 10	1.242 4	—	1.35	1.2 ½	1.242 23 [2])
—	—	35	48 6	5.68 4	—	5.58	—	5.470 10
$3p_3$—4s	$(^4S)4p\,^5P_1$—$(^4S)5s\,^5S_2$	34	00 8	3.952 2	—	4.06	3.7 1	3.952 15 [2])
—	—	27	44 1	—	—	—	—	6.45 2
—	—	24	93 3	—	—	5.01	—	4.956 2
—	—	21	79 0	—	—	—	2.0 ½	1.77 1
—	—	08	04 6	—	8.16 4	—	—	8.032 8
—	$(^2D)4p\,^3F_4$—$(^2D)4d\,^3G_{543}$	05	20 2	—	—	—	—	5.16 1
—	—	04	56 3	—	—	—	—	4.52 4

[1]) Mit Prisma gemessen.

[2]) Nach Paschen.

nach Murakawa [276 und 291]		Bloch [193]	Paschen [137]	de Bruin [174]	Lunt [147]	Sugiura [171]	Murakawa [276 u. 291]
—	4195	11 3	—	—	4.6 2	—	5.09 4
$(^2D)4p\,^3F_3$—$(^2D)4d\,^3G_{543}$	92	24? 0	—	—	—	—	2.24 0
—	91	64 3	—	—	1.6 ½	—	1.63 5
—	88	83 3	—	—	—	—	8.90 5
—	86	52 0	—	—	—	—	—
—	84	86 1	—	—	—	—	4.84 3
—	81	16 1	—	—	—	—	1.13 2
—	70	62 1	—	—	—	1.0 2	0.65 3
—	66	06 0	—	—	—	—	6.08 0
—	64	94 0	—	—	—	—	—
—	57	84 5	—	—	7.93	—	7.847 12
—	56	17 1	—	—	—	—	6.13 3
—	53	96 0	—	—	—	—	—
—	47	10 7	—	—	—	—	7.089 15
—	43	04 1	—	—	—	—	—
—	38	26 1	—	—	—	—	—
—	36	67 1	—	—	—	—	6.60 1
—	34	24? 1	—	—	—	—	4.22 2
—	33	65 2	—	3.83 3	—	—	3.65 6
—	32	54 10	—	2.72 9	2.63	—	2.545 25
—	30	82 5	—	1.09 4	—	—	0.832 15
—	30	21 2	—	—	—	—	0.21 6
—	26	78 1	—	—	—	—	—
—	23	95 2	—	—	—	—	3.981 4
—	18	80 1	—	—	—	—	8.768 2
$(^2D)4p\,^3D_3$—$(^2D)4d\,^3G_{543}$	4079	88 4	—	—	—	—	9.819 5
—	62	51 0	—	—	—	—	—
$(^2D)4p\,^3D_2$—$(^2D)4d\,^3G_{543}$	57	48 1	—	—	—	8.2 0.2	7.44 ½
—	55	45 1	—	—	—	—	—
—	55	00? 1	—	—	—	—	—
—	54	16 2	—	—	—	—	4.122 5
—	52	17 2	—	—	—	—	2.137 4
—	49	07 0	—	—	—	—	9.04 1
—	44	09 2	—	—	—	—	4.08 4
—	40	65 2	—	—	—	—	0.63 4
$(^2D)4p\,^3P_0$—$(^2D)4d\,^3D_1$	36	51 2	—	—	—	—	6.49 6
—	32	—	—	—	—	—	2.12 0
$(^2D)4p\,^3P_1$—$(^2D)4d\,^3D_1$	25	67 2	—	—	—	—	5.63 4
$(^2D)4p\,^3P_1$—$(^3D)4d\,^3D_2$	20	07 4	—	—	—	—	0.054 10
$(^2D)4p\,^3P_2$—$(^2D)4d\,^3D_2$	3995	25 1	—	—	—	—	5.18 3
$(^2D)4p\,^3P_2$—$(^2D)4d\,^3D_3$	90	16 4	—	—	—	0.8 ½	0.139 12
—	88	23 0	—	—	—	8.1 0.2	—
—	81	95 4	—	—	—	—	1.942 9
—	71	15 3	—	—	—	—	1.128 5
—	67	95 0	—	—	—	—	—
—	61	68 2	—	—	—	—	1.66 5
—	56	26? 0	—	—	—	—	—
—	54	21 4	—	—	—	—	4.212 6
—	49	96 2	—	—	—	—	—

nach Murakawa [276 und 291]		Bloch [193]	Paschen [137]	de Bruin [174]	Lunt [147]	Sugiura [171]	Murakawa [276 u. 291]
$(^2D)4p\,^3F_3$—$(^2D)4d\,^3F_2$	3928	62 1	—	—	—	—	8.65 3
$(^2D)4p\,^3F_4$—$(^2D)4d\,^3F_3$	27	81? 1	—	—	—	—	7.80 2
$(^2D)4p\,^3F_2$—$(^2D)4d\,^3F_2$	17	56 4	—	7.76 4	—	—	7.558 8
$(^2D)4p\,^3F_3$—$(^2D)4d\,^3F_3$	16	66 5	—	—	—	—	6.667 12
$(^2D)4p\,^3F_4$—$(^2D)4d\,^3F_4$	13	91 7	—	4.10 6	—	—	3.911 15
$(^2D)4p\,^3F_2$—$(^2D)4d\,^3F_3$	05	66 0	—	—	—	—	5.66 n. Bl. 0
$(^2D)4p\,^3F_3$—$(^2D)4d\,^3F_4$	02	86 2	—	—	—	—	2.88 3
—	01	87 1	—	—	—	—	1.92 2
d_1—p_2	3887	00 1	—	—	—	—	7.02 1
d_2—p_3	83	84 3	—	—	—	—	3.80 6
d_2—p_2	81	—	—	—	—	—	1.72 5
d_1—p_1	80	23 1	—	—	—	—	0.27 4
d_2—p_1	75	01 1	—	—	—	—	5.01 0
d_3—p_3	68	61 5	—	—	—	—	8.600 8
—	64	—	—	—	—	—	4.109 2
$(^4S)4p\,^5P_3$—$(^4S)4d\,^5D_2$	61	90 2	1.372 ½	—	—	—	1.372 4 [1])
$(^4S)4p\,^5P_3$—$(^4S)4d\,^5D_3$	61	42 1	0.984 4	—	1.12	—	60.984 15 [1])
$(^4S)4p\,^5P_3$—$(^4S)4d\,^5D_4$	60	87 8	0.833 8	—	0.79	1.04 4	0.833 35 [1])
—	55	57? 00	—	—	—	—	—
—	54	76 2	—	—	—	—	4.76 8
—	54	—	—	—	—	—	4.00 2
					Bowen [208]		
$(^4S)4p\,^5P_2$—$(^4S)4d\,^5D_1$	3851	67 2	1.653 2	—		—	1.653 6 [1])
$(^4S)4p\,^5P_2$—$(^4S)4d\,^5D_2$	51	39 5	1.373 5	—	1.50	1.4 3	1.37 3 [1])
$(^4S)4p\,^5P_2$—$(^4S)4d\,^5D_3$	50	98 7	0.988 7	—	2.32	—	0.988 30 [1])
$(^4S)4p\,^5P_1$—$(^4S)4d\,^5D_0$	45	78 1	5.798 2	—	5.92	—	5.798 9 [1])
$(^4S)4p\,^5P_1$—$(^4S)4d\,^5D_1$	45	66 5	5.648 4	—	5.79	—	5.648 15 [1])
$(^4S)4p\,^5P_1$—$(^4S)4d\,^5D_2$	45	37 3	5.361 3	—	—	5.2 2	5.361 12 [1])
$(^2D)4p\,^3P_0$—$(^2D)4d\,^3P_1$	43	22 4		—	—	—	3.214 8
—	38	30 0		—	—	—	8.35 0
$(^2D)4p\,^3P_1$—$(^2D)4d\,^3P_0$	36	—		—	—	—	6.520 3
$(^2D)4p\,^3P_1$—$(^2D)4d\,^3P_1$	33	37 5		3.51 6	3.50	—	3.367 12
—	30	74 0		0.96 2	—	—	0.77 1
$(^2D)4p\,^3D_3$—$(^2D)4d\,^3F_2$	29	—		—	—	—	9.87 1
—	29	27 3		—	—	—	9.30 5
$(^2D)4p\,^3P_1$—$(^2D)4d\,^3P_2$	27	61 7		—	7.80	—	7.602 15
—	21	—		—	—	—	1.65 0
$(^2D)4p\,^3D_3$—$(^3D)4d\,^3F_4$	20	22 6		0.40 5	0.40	—	0.201 20
$(^2D)4p\,^3D_3$—$(^2D)4d\,^3F_3$	18	38 1		8.58 3	—	—	8.40 4
$(^2D)4p\,^3D_2$—$(^2D)4d\,^3F_2$	10	05 1		—	—	—	0.05 3
$(^2D)4p\,^3D_1$—$(^2D)4d\,^3F_2$	09	49 3		—	9.70	—	9.502 10
$(^2D)4p\,^3P_2$—$(^2D)4d\,^3P_2$	05	19 5		—	5.38	—	5.200 15
$(^2D)4p\,^3D_2$—$(^2D)4d\,^3F_3$	3798	77 5		—	8.99	—	8.828 16
—	93	66? 1		—	—	—	3.61 3
—	87	—		—	—	—	7.02 1
—	81	18 2		—	—	—	1.20 6
$(^2D)3d\,^3D_1$—$(^2D)4p\,^3D_1$	74	20 1		—	—	—	4.168 4

1) Nach Paschen [137].

nach Murakawa [276 und 291]		Bloch [193]		de Bruin [174]		Sugiura [171]		Murakawa [276 u. 291]	
$(^2D)3d\,^3D_1$—$(^2D)4p\,^3D_2$	3773	62	1	—		—		3.642	3
$(^2D)3d\,^3D_3$—$(^2D)4p\,^3D_2$	69	06	0	—		—		9.048	4
$(^2D)3d\,^3D_2$—$(^2D)4p\,^3D_1$	68	03	0	—		—		8.057	3
$(^2D)3d\,^3D_2$—$(^2D)4p\,^3D_2$	67	51	2	7.65	4	—		7.491	8
$(^2D)3d\,^3D_3$—$(^2D)4p\,^3D_3$	49	96	2	—		—		9.956	10
$(^2D)3d\,^3D_2$—$(^2D)4p\,^3D_3$	48	43	0	—		—		8.440	3
—	25	71	2	—		—		5.76	4
—	3688	40	0	—		—		8.57	1
$(^2D)3d\,^3D_1$—$(^2D)4p\,^3F_2$	73	77	1	—		—		3.79	1
$(^2D)3d\,^3D_2$—$(^2D)4p\,^3F_2$	67	97	1	—		—		7.99	1
—	63	—		—		—		3.74	1
$(^2D)3d\,^3D_3$—$(^2D)4p\,^3F_3$	59	78	1	—		—		9.767	3
$(^2D)3d\,^3D_2$—$(^2D)4p\,^3F_3$	58	33	1	—		—		8.33	1
$(^2D)3d\,^3D_3$—$(^2D)4p\,^3F_4$	50	08	2	—		—		0.10	5
$(^2D)4p\,^3P_0$—$(^2D)4d\,^3S_1$	48	00	1	—		—		8.01	2
$(^2D)4p\,^3P_1$—$(^2D)4d\,^3S_1$	39	13	1	—		—		9.15	3
$(^2D)4p\,^3P_2$—$(^2D)4d\,^3S_1$	18	83	1	—		—		8.88	3
$(^2D)4p\,^3F_4$—$(^2D)4d\,^3D_3$	15	52	0	—		—		5.07	1
$(^2D)4p\,^3F_2$—$(^2D)4d\,^3D_2$	14	98?	0	—		—		3.43	0
$(^2D)4p\,^3F_3$—$(^2D)4d\,^3D_2$	10	02?	2	—		—		9.74	1
$(^2D)4p\,^3F_3$—$(^2D)4d\,^3D_3$	05	—		—		—		5.62	00
$(^2D)4p\,^3F_2$—$(^2D)4d\,^3D_1$	04	—		—		—		4.90	0
$(^2D)4p\,^3P_1$—$(^2D)4d\,^1P_1$	3595	80	1	—		—		5.83	2
—	87	69	1	—		—		7.74	1
—	84	07	2	—		—		4.12	3
$(^2D)4p\,^3P_2$—$(^2D)4d\,^1P_1$	75	92	1	—		6.0	2	6.00	2
—	67	98	3	—		—		7.947	7
—	44	—				—		4.960	3
$(^2D)4p\,^3D_3$—$(^2D)4d\,^3D_2$	26	11	2	—		—		6.03	4
				Angerer[139]					
$(^2D)4p\,^3D_3$—$(^2D)4d\,^3D_3$	22	10	7	2.0	6	—		2.131	20
$(^2D)4p\,^3D_2$—$(^2D)4d\,^3D_1$	13	—		—		—		3.66	10
$(^2D)4p\,^3D_1$—$(^2D)4d\,^3D_1$	13	—		—		—		3.204	10
$(^2D)4p\,^3D_2$—$(^2D)4d\,^3D_2$	09	37	6	9.2	4	—		9.400	18
$(^2D)4p\,^3D_1$—$(^2D)4d\,^3D_2$	08	90	2	—		—		8.911	5
$(^2D)4p\,^3D_2$—$(^2D)4d\,^3D_3$	05	44	3	5.3	2	—		5.530	12
—	3480	94	0	—		—		0.90	1
—	79	82	3	9.6	4	—		9.75	2
—	70	74?	1	—		—		—	
—	70	36?	1	0.4	1	—		—	
—	48	21	1	—		—		—	
—	45	68	0	—		—		—	
—	42	10	0	—		—		—	
—	33	—		—		—		3.42	1
—	25	65	0	—		—		—	
—	15	75	2	6.0	1	—		—	
—	09	93?	1	9.7?	1	—		—	
$(^2P)4s\,^3P_0$—X_1	05	95	0	—		—		6.01	1
$(^2P)4s\,^3P_1$—X_1	3399	—		—		—		9.80	2

nach Murakawa [276 und 291]		Bloch [193]	Jevons [133]	Angerer [139]	Murakawa [276 u. 291]
$(^2P)4s\,^3P_2$—X_1	3395	—	—	—	5.96 3
$(^2D)4p\,^3F_2$—$(^2D)4d\,^3D_3$	85	50 0	—	—	5.57 1
$(^2D)4p\,^3D_3$—$(^2D)4d\,^3P_2$	82	60 0	—	—	—
—	77	—	—	—	7.24 9
$(^2D)4p\,^3D_1$—$(^2D)4d\,^3P_0$	68	—	—	—	8.40 2
$(^2D)4p\,^3D_2$—$(^2D)4d\,^3P_1$	66	—	—	—	6.41 3
$(^2D)4p\,^3D_2$—$(^2D)4d\,^3P_2$	62	—	—	—	2.00 1
—	53	34 6	3.30 7	3.2 7	3.329 10
$(^2D)3d\,^3D_1$—$(^2D)4p\,^3P_2$	37	—	—	—	7.5 1
—	33	60 3	3.58 3	3.3 5	3.631 4
—	32	38 1	—	—	2.50 1
$(^2D)3d\,^3D_1$—$(^2D)4p\,^3P_1$	20	—	—	—	0.06 1
—	16	78 3	6.78 3	6.7 3	6.757 7
$(^2D)3d\,^3D_2$—$(^2D)4p\,^3P_1$	15	40 7	5.40 6	5.3 9	5.381 8
—	13	31 0	3.18 2	—	3.31 n. Bloch [159]
$(^2D)3d\,^3D_1$—$(^2D)4p\,^3P_0$	12	74 1	2.70 1	—	2.70 1
p_2—p_2'	07	85 5	7.86 3	7.85 6	7.809 10
p_3—p_2'	06	39 4	6.38 5	6.4 6	6.342 8
—	3276	75 3	6.72 1	6.6 4	6.709 4
—	31	70 2	—	2.3 1	1.703 4
—	27	94? 2	—	7.75 0	7.931 4
—	24	70? 0	—	—	—
—	22	47? 0	—	2.4 1	—
$(^2D)4p\,^3D_2$—$(^2D)4d\,^3S_1$	15	—	—	—	5.70 3
—	08	18 1	—	—	—
—	02	98 3	2.96 2	2.83 3	2.907 5
—	01	97 2	—	—	2.01 2
—	3199	83? 1	—	—	—
—	97	09? 1	—	—	—
—	88	94 3	—	8.85 2	8.90 6
—	87	40 2	—	—	—
—	81	58 2	—	1.4 2	—
—	80	38 2	—	0.45 2	—
—	79	28? 0	—	—	—
—	78	06? 0	—	—	—
—	76	85? 1	—	—	—
—	75	27? 1	—	5.35 4	—
—	73	52 3	—	—	—
—	72	48 2	—	—	—
—	70	31 3	0.14 1	—	—
—	69	30 2	—	—	—
—	66	67? 1	—	—	—
—	64	98? 1d	—	—	—
—	61	40 3	—	1.35? 5	—
—	60	40 2	—	—	—
—	57	04 0	—	—	—
—	55	86 0	—	—	—
—	51	02? 0	—	—	—

	Bloch [193]	Jevons [133]	Angerer [139]	Sugiura [171]
3147	70 4	—	7.8? 4	—
40	84? 2	—	—	—
25	87 1	—	—	—
25	20 1	—	—	—
23	67 3d	3.67 2	3.7 4	—
21	53 2	—	1.45 3	—
19	71 1	—	9.8 1	—
17	36 1	—	—	—
06	34 2	—	—	—
02	24? 1	—	—	—
00	97? 0	—	—	—
3098	41 1	—	8.25 2	—
96	49 3	—	6.6 3	—
93	00 2	—	—	—
92	05 4	2.14 3	2.15? 6	—
86	37 3	—	6.4 3	—
81	10 2	—	—	—
80	04 1	—	—	—
71	28 5	1.31 6	1.15 5	—
69	57 1	—	—	—
57	89 4	—	7.75 4	8.1 ½
53	78 1	—	3.5 1	3.0 2
45	00 1	—	—	—
42	40 0	—	2.80 0	—
37	93 4	—	7.75 4	8.0 ½
36	35 1	—	—	—
22	95 4	—	2.73 4	—
18	83 1	—	8.73 3	9.0 ½
06	96 3	—	6.87 2	6.1 1
06	05 2	—	5.89 2	—
04	40 1	—	4.23 1	4.6 ½
2996	57 3	—	6.55 6	—
86	69 0	—	—	—
85	79? 1	—	5.95 1	—
82	77 3	—	2.87 3	—
80	88 1	—	—	—
78	40 3	—	8.56 3	—
73	42? 1	—	—	—
72	60 2	—	2.7 0	—
51	16 0	—	—	—
50	38 1	—	0.53 0	0.0 0.2
44	88 1d?	—	4.20 2	—
37	16 1	—	7.25 0	—
34	60 2	—	4.45 0	—
11	96 2d	—	1.85	2.8 ½
06	16 5	—	6.17 2	6.8 1
02	35 1	—	—	4.2 ½
2886	55 2	—	—	—
80	96? 0	—	—	—

	Bloch [193]	Jevons [133]	Angerer [139]	Sugiura [171]
2879	78? 0u	—	—	—
76	42 0	—	—	—
68	41 1	—	8.28 2	—
65	09 0	—	—	—
63	51 1	—	3.20 1	—
62	00 0	—	—	—
60	75 0	—	—	—
44	24 3	—	4.37 0	—
39	06 1u	—	—	—
33	03 2	—	—	—
00	22 2	—	—	—
2799	58 2	9.6	9.43 2	—
88	62 2	—	—	—
77	50? 00	7.65 1	—	—
71	72? 0u	—	—	—
63	94 2	—	3.85 2	—
58	67 2	—	8.58 0	—
54	04 3	—	—	—
52	19? 1	—	—	—
51	49 1	—	1.37 3	—
45	72 1	—	—	—
44	20 0	—	—	—
27	23 0	—	—	—
19	61 1	—	9.63 1	—
12	72 1	—	—	—
09	48 0	—	—	—
08	95 1	—	9.05 2	—
06	75 1	—	—	—
02	42 1	—	2.45 2	—
2698	81? 1	8.8	8.54 2	—
98	53? 1	—	—	—
94	96 0	—	—	—
94	62 1	—	—	—
93	40 0	—	—	—
89	39 1	—	9.38 1	—
88	07 3	8.03 5	8.03 9	8.4 3
79	36 1	—	9.35 0	—
76	94 3	6.92 3	6.89 8	—
73	00? 2	—	—	3.7 1
71	12 1	—	1.30 2	—
67	40 2	—	7.29 4	—
66	51 2u	—	6.39 3	—
59	65? 1u	—	—	—
58	72 3	8.74 3	8.64 6	—
48	24 1	—	8.06 2	—
46	92 1	7.00 3	6.82 2	—
42	21? 1	—	1.92 4	—
35	40 0	—	—	—
34	95 1	—	4.96 1	—

nach Murakawa [276 und 291]		Bloch [193]	Paschen [137]	Jevons [133]	Angerer [139]	Murakawa [276, 290, 291]
—	2630	20 1	—	—	—	—
—	26	89 0	—	—	—	—
—	23	—	3.632 0	—	—	—
—	21	95 0	—	—	—	—
—	20	—	0.050 ½	0.08 3	0.06 7	—
—	19	—	9.968 1	—	—	—
—	16	—	6.996 1	6.99 8	6.99 9	—
—	16	—	6.956 3	—	—	—
—	16	—	6.091 2	—	—	—
—	15	18 2	—	—	5.15 2	—
—	14	65 1	—	—	4.64 2	—
—	14	—	4.436 8	4.3	—	—
—	14	—	4.398 7u	—	—	—
—	08	31? 0	—	—	—	—
$(3s)(3p)^{5}\,{}^{3}P_{2}$—$({}^{4}S)4p\,{}^{3}P_{1}$	05	70 1	—	—	6.52 1	5.70 1
$(3s)(3p)^{5}\,{}^{3}P_{2}$—$({}^{4}S)4p\,{}^{3}P_{2}$	04	16? 1	—	—	—	4.97 2
—	2582	80? 0	—	—	—	—
—	71	08 2	—	—	1.10? 2	—
—	68	13 1u	—	—	—	—
—	65	32 2	—	5.29 1	—	—
—	64	82 2	—	4.87 2	4.96 5	—
—	64	14 0	—	—	—	—
—	51	29 0	—	—	—	—
—	50	60 1	—	—	—	—
—	49	85 4	—	—	0.02 5	—
—	47	71 2	—	—	7.90 1	—
—	46	95 3	—	6.84 3	7.03 3	—
$4p\,{}^{3}P_{2}$—$7s\,{}^{3}S_{1}$	44	82 3	—	—	—	4.823 8
$4p\,{}^{3}P_{1,0}$—$7s\,{}^{3}S_{1}$	44	01 3	—	—	3.96 1	4.002 10
—	41	75 1	—	—	1.95 7	—
—	38	49 0	—	—	—	—
—	27	53? 1	—	—	—	—
—	26	95? 0	—	—	—	—
—	18	16 1	—	—	—	—
—	15	83 1	—	—	—	—
—	13	95 1	—	—	—	—
—	09	83? 0	—	—	—	—
—	09	06? 1	—	—	—	—
—	08	56? 0	—	—	—	—
$({}^{4}S)4p\,{}^{5}P_{3}$—$({}^{4}S)6s\,{}^{5}S_{2}$ [1]	02	73 3	—	3.18 1	2.72 3	2.727 10
$({}^{4}S)4p\,{}^{5}P_{2}$—$({}^{4}S)6s\,{}^{5}S_{2}$ [1]	2498	52 3	—	—	8.54 3	8.518 8
$({}^{4}S)4p\,{}^{5}P_{1}$—$({}^{4}S)6s\,{}^{5}S_{2}$ [1]	95	93 2	—	—	5.97 2	5.985 5
—	92	80 2u	—	—	2.75 1	—
—	72	66 2	—	—	—	—
—	66	73 0u	—	—	—	—
—	59	82 3	—	—	9.75 3	—
—	52	32 2	—	—	2.27? 1	—

[1]) Siehe auch Bloch [193].

nach Murakawa 276 und 291]		Bloch [193]	Jevons [133]	Angerer [139]	Murakawa [276, 290 u. 291]
—	2445	35 3	—	5.36? 4	—
—	44	12 1	—	4.16 3	—
—	42	50 3	—	2.32 4	—
—	41	10 1	—	—	—
—	40	36 3	—	0.38 3	—
—	34	06 4d	4.07 2	3.99 9	—
—	30	11 4	—	0.04 10	—
—	27	80 4	—	7.83 10	—
—	24	01 1	—	3.96 3	—
—	22	80 1	—	2.52 3	—
—	20	36 0	—	—	—
—	19	76 0	—	9.62 2	—
—	12	48 1	—	2.51 4	—
—	07	08 2	—	7.05 0	—
—	05	86 1u	—	—	—
—	05	09 1u	—	—	—
—	04	37 1d	—	—	—
—	01	83 1	1.84 2	—	—
—	00	61 1	1.84 2	—	—
—	2399	91 1d?	—	—	—
—	98	87 1	—	—	—
—	97	83 1u	—	—	—
—	80	49 0	—	—	—
—	78	83 0u	—	—	—
—	76	62 0	—	—	—
—	74	98 0u	—	—	—
—	65	82 1	—	—	—
—	31	01 1	—	—	—
—	29	14 1	—	—	—
—	27	03 3	—	—	—
—	24	53 1	—	—	—
—	22	97? 4	—	—	—
$4p\,^3P_2$—$8s\,^3S_1$	21	93 1	—	—	1.87 3
$4p\,^3P_{1,0}$—$8s\,^3S_1$	21	23 0u	—	—	1.20 3
—	20	18 1	—	—	—
—	19	50 1	—	—	—
—	19	19 1	—	—	—
—	08	93 3	—	—	—
—	04	57 3	—	—	—
—	01	74 1	—	—	—
—	01	31 1	—	—	—
—	00	92 0	—	—	—
—	2295	27 0	—	—	—
—	94	42 0	—	4.58 3	—
—	93	73 0	—	—	—
—	92	60 0u	—	—	—
—	88	96 2	—	—	—
—	87	68 1	—	—	—
—	53	18 3	—	—	—

Eingeordnet von Bowen [208]	nach Murakawa [276, 290, 291]	nach Bowen [208]		Bloch [193]	Jevons [133]	Hopfield [163]
—	—	—	2251	50 3	1.50 4	—
—	—	—	51	00 3	0.94 4	—
—	—	—	49	70 0	—	—
				Bowen [208]		
a P_1—b P_2	$3p\,^3P_1$—$(3s)(3p)^5\,^3P_2$	—	1079	07 3	—	—
a P_0—b P_1	$3p\,^3P_0$—$(3s)(3p)^5\,^3P_1$	—	75	22 4	—	—
a P_1—b P_1	$3p\,^3P_1$—$(3s)(3p)^5\,^3P_1$	—	71	77 3	—	—
a P_2—b P_2	$3p\,^3P_2$—$(3s)(3p)^5\,^3P_2$	—	71	03 5	—	—
a P_1—b P_0	$3p\,^3P_1$—$(3s)(3p)^5\,^3P_0$	—	67	95 4	—	—
a P_2—b P_1	$3p\,^3P_2$—$(3s)(3p)^5\,^3P_1$	—	63	77 4	—	3.88
a P_0—4k S	$3p\,^3P_0$—$(^4S)4s\,^3S_1$	—	895	953 2	—	—
a P_1—4k S	$3p\,^3P_1$—$(^4S)4s\,^3S_1$	—	93	550 3	—	—
a P_2—4k S	$3p\,^3P_2$—$(^4S)4s\,^3S_1$	—	88	060 3	—	8.18
—	—	—	34	—	—	4.83
a P_0—3n D_1	$3p\,^3P_0$—$(^2D)4s\,^3D_1$	$3p\,^3P_0$—$3d\,^3D_1$	795	357 3	—	—
a P_1—3n D_1	$3p\,^3P_1$—$(^2D)4s\,^3D_1$	$3p\,^3P_1$—$3d\,^3D_1$	93	473 3	—	—
a P_1—3n D_2	$3p\,^3P_1$—$(^2D)4s\,^3D_2$	$3p\,^3P_1$—$3d\,^3D_2$	93	345 3	—	—
a P_2—3n D_2	$3p\,^3P_2$—$(^2D)4s\,^3D_2$	$3p\,^3P_2$—$3d\,^3D_2$	88	985 4	—	9.03
a P_2—3n D_3	$3p\,^3P_2$—$(^2D)4s\,^3D_3$	$3p\,^3P_2$—$3d\,^3D_3$	88	742 4	—	—
a P_0—D_1	$3p\,^3P_0$—D_1	—	15	602 3	—	—
a P_1—D_1	$3p\,^3P_1$—D_1	—	14	063 2	—	—
a P_1—D_2	$3p\,^3P_2$—D_2	—	12	682 4	—	—
a P_2—D_1	$3p\,^3P_2$—D_1	—	10	540 0	—	—
a P_2—D_2	$3p\,^3P_2$—D_2	—	09	173 3	—	—
a P_2—D_3	$3p\,^3P_2$—D_3	—	07	450 4	—	—
a P_1—P_2	$3p\,^3P_1$—P_2	—	639	458 1	—	—
a P_0—P_1	$3p\,^3P_0$—P_1	—	38	278 1	—	—
a P_1—P_1	$3p\,^3P_1$—P_1	—	37	070 1	—	—
a P_2—P_2	$3p\,^3P_2$—P_2	—	36	626 2	—	—
a P_1—P_0	$3p\,^3P_1$—P_0	—	35	882 1	—	—
a P_2—P_1	$3p\,^3P_2$—P_1	—	34	250 1	—	—

Tabelle der Termwerte zu Cl II nach Murakawa [276].

1. Die auf ^4S von Cl III basierten Terme.

Triplett-Terme	Termwerte	Triplett-Terme	Termwerte
$(3s)^2(3p)^4\,^3P_2$	187249.1	$4s\,^3S_1$	74664.14
$(3s)^2(3p)^4\,^3P_1$	186557.2	$5s\,^3S_1$	33619.54
$(3s)^2(3p)^4\,^3P_0$	186257.1	$6s\,^3S_1$	20079.42
$(3s)\,(3p)^5\,^3P_2$	93882.3	$7s\,^3S_1$	13482.60
$(3s)\,(3p)^5\,^3P_1$	93250.0	$8s\,^3S_1$	9710.92
$(3s)\,(3p)^5\,^3P_0$	92919.8		
$4p\,^3P_2$	52766.35	$4d\,^3D_3$	30958.50
$4p\,^3P_{1,0}$	52778.92	$4d\,^3D_{2,1}$	30962.27

Quintett-Terme	Termwerte	Quintett-Terme	Termwerte
4s $^5S_2$	84157.82		
4s $^5S_2$	39802.41	4d $^5D_4$	37412.65
6s $^5S_2$	23362.12		
		4d $^5D_3$	37413.78
4p $^5P_3$	63306.53		
4p $^5P_2$	63373.80	4d $^5D_2$	37416.36
4p $^5P_1$	63414.37		
		4d $^5D_1$	37418.29
3d $^5D_4$	81740.60		
3d $^5D_3$	81739.68	4d $^5D_0$	37419.33
3d $^5D_2$	81736.98		
3d $^5D_1$	81734.31		
3d $^5D_0$	81732.73		

2. Terme, die auf ^2P von Cl III basieren.

Singulett-Term.

(^{4}D)4d $^1P_1$ 9495.6

Tripletts.

Terme	Termwerte	Terme	Termwerte
(^{2}D)3d $^3D_3$	67440.1	(^{2}D)4d $^3F_4$	14611.6
(^{2}D)3d $^3D_2$	67450.8	(^{2}D)4d $^3F_3$	14599.1
(^{2}D)3d $^3D_1$	67407.5	(^{2}D)4d $^3F_2$	14676.8
(^{2}D)4s $^3D_3$	60467.4	(^{2}D)4d $^3D_3$	12397.1
(^{2}D)4s $^3D_2$	60506.8	(^{2}D)4d $^3D_2$	12428.8
(^{2}D)4s $^3D_1$	60525.0	(^{2}D)4d $^3D_1$	12463.4
(^{2}D)4p ^3F	41926.9	(^{2}D)4d $^3P_2$	11179.4
(^{2}D)4p $^3D_3$	40780.8	(^{2}D)4d $^3P_1$	11218.5
(^{2}D)4p $^3D_2$	40915.4	(^{2}D)4d $^3P_0$	11239.9
(^{2}D)4p $^3D_1$	40919.2	(^{2}D)4d $^3S_1$	9826.6
(^{2}D)4p $^3P_2$	37451.7		
(^{2}D)4p $^3P_1$	37297.8		
(^{2}D)4p $^3P_0$	37230.9		

Tabelle der Termwerte zu Cl II nach Murakawa [290].

1. Tiefstliegende Terme und P′-Terme.

	Termwerte		Termwerte
$(3s)^2(3p)^4\ ^3P_1$	191969.0	$(3s)(3p)^5\ ^3P_2$	98602.2
$(3s)^2(3p)^4\ ^3P_1$	191277.1	$(3s)(3p)^5\ ^3P_1$	97969.9
$(3s)^2(3p)^4\ ^3P_0$	190977.0	$(3s)(3p)^5\ ^3P_0$	97639.7

2. ^{4}S-System.

	Termwerte		Termwerte
$4s\,^5S_2$	84157.82	$3d\,^5D_4$	81740.60
$5s\,^5S_2$	39802.41	$3d\,^5D_3$	81739.68
$6s\,^5S_2$	23362.12	$3d\,^5D_2$	81736.98
$4p\,^5P_3$	63306.53	$3d\,^5D_1$	81734.31
$4p\,^5P_2$	63373.80	$3d\,^5D_0$	81732.73
$4p\,^5P_1$	63414.37	$4d\,^5D_4$	37412.65
		$4d\,^5D_3$	37413.78
		$4d\,^5D_2$	37416.36
		$4d\,^5D_1$	37418.29
		$4d\,^5D_0$	37419.33
$4s\,^3S_1$	79364.00	$4d\,^3D_3$	38396.74?
$5s\,^3S_1$	38339.23	$4d\,^3D_{2,1}$	38400.44?
$4p\,^3P_2$	60204.59		
$4p\,^3P_1$	60217.14		
$4p\,^3P_0$	60205.48		

3. ^{2}D-System

$4s\,^3D_3$	65187.3	$3d\,^3D$	72160.1
$4s\,^3D_2$	65226.7	$3d\,^3D$	72171.0
$4s\,^3D_1$	65244.9	$3d\,^3D$	72127.8
$4p\,^3F_4$	44771.2	$4d\,^3G_{543}$	20996.4
$4p\,^3F_3$	44843.9	$4d\,^3F_4$	19228.3
$4p\,^3F_2$	44915.8	$4d\,^2F_3$	19319.2
$4p\,^3D_3$	45500.6	$4d\,^3F_2$	19397.0
$4p\,^3D_2$	45635.7	$4d\,^3D_3$	17116.9
$4p\,^3D_1$	45639.6	$4d\,^3D_2$	17148.8
$4p\,^3P_2$	42171.7	$4d\,^3D_1$	17183.6
$4p\,^3P_1$	42017.7	$4d\,^3S_1$	14546.7
$4p\,^3P_0$	41930.9		

Cl III besitzt als Fünfvalenzelektronensystem Dubletts und Quartetts. Auch hier wird der Grundstock durch die Brüder Bloch gegeben, während man einen Teil der Linien wieder bei Jevons und Angerer heraussuchen kann. Majumdar und Deb [246] haben dreißig Linien eingeordnet, aber nicht gemessen. Diese sind in der folgenden Tab. 3 angekreuzt und, soweit wie möglich, mit der Einordnung von Murakawa [276, 290, 291] zusammengefaßt. Bei kürzeren Wellen, namentlich auch im Schumanngebiet hat Bowen [208] zahlreiche Linien gemessen und eingeordnet.

Tabelle 3. Cl III.

Nach Murakawa [291] und nach Majumdar u. Deb (×) [247]	Bloch [193]			Majumdar u. Deb [247]	Murakawa [291]	
—	6602	80	1	—	—	
—	6581	30	0	—	—	
—	54	65	1	—	—	
—	36	65	0	—	—	
—	6480	14	0	—	—	
—	23	70	1	—	—	
—	6396	63	0	—	—	
—	95	38	0	—	—	
—	63	42	1u	—	—	
—	59	17	0	—	—	
—	15	16	1	—	—	
—	04	22	1	—	—	
—	6296	54	0	—	—	
—	65	85	2	—	—	
—	54	58	2	—	—	
—	40	17	1	—	—	
—	35	58	1	—	—	
—	19	44	0	—	—	
—	6191	40	2	—	—	
—	73	44	1	—	—	
—	64	22	0	—	—	
—	20	28	0	—	—	
—	17	54	0	—	—	
—	6087	43	0	—	—	
—	32	90	0	—	—	
—	26	46?	1	—	—	
—	19	53	0	—	—	
—	17	06	0	—	—	
—	5987	30	1	—	—	
—	73	54	0	—	—	
—	33	36	1	—	—	
—	5623	25	00	—	—	
—	5593	21?	1	—	—	
—	28	12	1	—	—	
—	5356	21	2	—	—	
—	4744	26	0	—	—	
—	29	37?	1	—	—	
—	27	86?	1	—	—	
—	19	14	1	—	—	
—	03	74	0	—	—	
$3d\,^4P_1$—$4p\,^4D_1$	4695	33?	1	×	—	
—	38	—		—	8.98	1
$3d\,^4P_1$—$4p\,^4D_2$	35	81	1	—	—	
$3d\,^4P_2$—$4p\,^4D_2$	13	67?	3	×	—	
—	08	19	6	—	—	
—	04	39	1	—	—	
—	4536	55?	3	—	—	
$3d\,^4P_2$—$4p\,^4D_3$	23	38?	5	×	—	

Nach Murakawa [291] und nach Majumdar u. Deb (×) [247]		Bloch [193]		Majumdar u. Deb [129]
—	4512	60?	0	×
$3d\,{}^4P_3-4p\,{}^4D_3$	4489	21	2	—
—	62	16?	4	—
—	54	71?	0	—
—	45	09	5	—
—	37	66	1	—
—	35	95	0	—
—	4389	32	3	—
—	88	77	0	—
—	80	58	3	—
—	74	99?	1	×
$3d\,{}^4P_3-4p\,{}^4D_4$	70	92	8	—
—	69	60?	2	—
—	64	81	4	—
—	61	66	0	—
—	54	04	3	—
—	53	73	2	—
—	50	40	1	—
—	41	52	4	—
—	40	31?	2	—
—	37	62	0	—
—	33	72	1	—
—	25	48?	2	—
—	24	67?	2	—
—	08	43	1	—
—	05	99	1	—
—	4282	46?	6	—
—	73	00?	1	—
—	71	67?	1	—
—	42	80	1	—
—	16	85	4	—
—	15	64	3	—
—	4188	12	1	—
—	57	01	2	—
—	45	68	2	—
—	43	82?	0	—
—	40	92	2	—
$3d\,{}^4P_1-4p\,{}^4P_1$	24	24?	3	×
$3d\,{}^4P_1-4p\,{}^4P_2$	06	82	7	×
$3d\,{}^4P_2-4p\,{}^4P_1$	04	22	9	×
—	4098	74	4	—
—	98	40	6	—
—	96	98?	3	—
—	92	53	4	—
—	88	15	3	—
$3d\,{}^4P_2-4p\,{}^4P_2$	87	01	6	×
—	67	33	3	—
—	62	27	1	—
$3d\,{}^4P_3-4p\,{}^4P_2$	59	07	8	×
—	57	08	5	—

Nach Murakawa [291] und nach Majumdar u. Deb (×) [247]		Bloch [193]		Majumdar u. Deb 1[29]	Bowen [208]	
—	4051	64	3	—	—	
—	50	46	4	—	—	
—	47	87.	3	—	—	
—	44	58?	5	—	—	
—	38	43	3	—	—	
—	29	20	4	—	—	
—	28	23	1	—	—	
$3d\,{}^4P_2-4p\,{}^4P_3$	18	53	8	×	—	
—	15	06	4	—	—	
—	03	45	1	—	—	
—	3997	80	0	—	—	
—	97	06	1	—	—	
—	95	62	3	—	—	
$3d\,{}^4P_3-4p\,{}^4P_3$	91	52	10	×	—	
—	89	23?	3	—	—	
—	88	78	2	—	—	
—	62	09	1	—	—	
—	58	34	1	—	—	
—	55	37	2	—	—	
—	52	74	2	—	—	
—	51	02	1	—	—	
—	42	94?	2	—	—	
Nach Bowen [208, 247, 291]						
—	3925	87	5	—	—	
—	3896	18?	2	—	—	
—	81	74	2	—	—	
$4k\,{}^2P_2-4m\,{}^2D_2$	50	—		—	0.81	4
—	24	46	4	—	—	
$3d\,{}^4P_1-4p\,{}^4S_2$	22	01	1	×	—	
$3d\,{}^4P_2-4p\,{}^4S_2$	04	80	1	×	—	
—	03	55	1	—	—	
—	00	95	2	—	—	
—	3791	46	3	—	—	
—	79	35	3	—	—	
—	59	09	2	—	—	
$4k\,{}^2P_1-4m\,{}^2D_2$	48	81	8	—	8.81	8
$4k\,{}^4P_3-4m\,{}^4D_2$	41	70	2	—	1.70	3
—	20	46	8	—	—	
—	10	90	1	—	—	
—	07	35?	3	—	—	
$4k\,{}^4P_2-4m\,{}^4D_1$	05	47	3	—	5.45	6
—	3688	05	00	—	—	
—	83	40	3	—	—	
$4k\,{}^4P_3-4m\,{}^4D_3$	82	05	6	—	2.05	7
$4k\,{}^4P_2-4m\,{}^4D_2$	70	29	8	—	0.28	7
—	61	48	0	—	—	
$4k\,{}^4P_1-4m\,{}^4D_1$	56	95	8	—	6.95	7

Einordnung nach Bowen [208, 247, 291]		Bloch [193]		Bowen [208]		Jevons [133]		Angerer [139]	
—	3623	70	2	—		—		—	
$4k^4P_1$—$4m^4D_2$	22	69	8	2.69	7	—		—	
—	16	21	0	—		—		—	
—	13	80	2	—		—		—	
$4k^4P_2$—$4m^4D_3$	12	86	10	2.85	8	—		—	
—	08	78?	1	—		—		—	
$4k^4P_3$—$4m^4D_4$	02	10	12	2.10	9	—		—	
—	3573	66	1	—		—		—	
—	69	40	2	—		—		—	
—	60	70?	8	—		—		—	
—	60	20	3	—		—		—	
—	45	48	4	—		—		—	
—	30	04	10	—		—		—	
—	01	12	2	—		—		—	
—	3467	10	0	—		—		—	
—	40	52	1	—		—		—	
—	00	15	2	—		—		9·9	3
—	3398	20	0u	—		—		—	
—	96	60?	1	—		—		—	
—	93	46	7	—		—		—	
—	92	87	7	—		—		2.8	8
—	90	85	2	—		—		—	
—	90	30	1	—		—		—	
—	89	77	0	—		—		—	
$4k^4P_3$—$4m^4P_2$	87	59	6	7.60	6	—		7.6	5
—	86	21	5	—		—		6.4	5
—	76	12	0	—		—		6.1	1
—	46	61	1	—		—		—	
$4k^4P_{3,2}$—$4m^4P_3$	40	39	7	0.42	9	0.36	10	9.9	7
—	36	11	3	6.16	5	6.09	5	5.9	3
—	35	40	0	—		5.40	1	—	
$4k^4P_2$—$4m^4P_2$	29	02?	8	9.06	8	9.06	6	8.9	10
$4k^2P_2$—$4m^2P_1$	20	51	7	0.57	7	0.51	8	0.3	6
$4k^4P_1$—$4m^4P_1$	00	87	3	0.95	3	0.86	3	0.9	3
$4k^4P_1$—$4m^4P_2$	3289	72	7	9.80	7	9.72	6	9.55	4
$4k^4P_2$—$4m^4P_3$	83	32	5	3.41	6	3.32	5	3.3	3
—	65	44	2	—		—		—	
—	59	18	4	9.52	6	9.24	4	9.15	4
—	57	73	1	—		—		—	
—	51	07	3	—		1.03	2	1.2	3
—	44	36	4	4.44	5	4.36	3	4.35	2
—	32	72	3	—		2.58	1	2.3	1
—	30	69	3	—		—		—	
—	25	82	1	—		—		5.8	0
—	16	01	4	—		—		5.85	2
—	06	29	1	—		—		—	
—	3193	78	1	—		—		3.5	1
$4k^4P_3$—$4m^4S$	91	43	7	1.45	9	1.40	8	0.9	7
—	67	87?	1	—		—		—	
—	57	71	1	—		—		—	

Einordnung nach Bowen [208, 247, 291]		Bloch [193]		Bowen [208]		Jevons [133]		Angerer [139]	
—	3154	39	0	—		—		—	
—	52	18	0	—		—		—	
—	41	80	1	—		—		—	
$4k^4P_2—4m^4S$	39	16	6	9.34	8	9.28	7	9.1	4
—	35	46	0	—		—		—	
—	34	65?	1u	—		—		—	
—	31	22	1	—		—		—	
—	29	54	2	—		—		—	
—	28	42	1	—		—		—	
—	27	68	1	—		—		—	
—	18	76	1	—		—		—	
—	16	70	0u	—		—		—	
—	13	57	1	—		—		—	
$4k^4P_1—4m^4S$	04	47	5	4.46	6	—		—	
—	3087	25?	1u	—		—		—	
—	76	63	5	—		6.64	9	6.6	4
—	74	55?	0	—		—		—	
—	73	20?	0	—		—		—	
—	65	78	1	—		—		—	
—	63	17	3	—		3.09	7	2.85	4
—	59	74	0	—		9.69	5	9.55	0
—	53	38	1	—		—		3.5	1
—	48	86	00	—		8.64	2	8.8	0
—	11	64?	00	—		—		—	
—	03	18	1	—		—		—	
—	02	45	3	—		2.45	4	2.49	4
—	2999	29	1	—		—		—	
—	92	78?	3d	—		—		3.02	1
—	91	67?	2	—		—		1.70	1
—	89	79	2	—		—		0.00	3
—	70	68	3	—		—		0.73	2
—	65	45	6	—		5.50	5	5.55	4
—	43	98	2	—		—		4.20	2
—	31	87	3	—		1.87	3	1.68	4
—	25	04	1	—		—		—	
—	24	35	1	—		—		4.53	1
—	17	15	1	—		—		6.96	1
—	16	01	0	—		—		—	
—	14	10	0	—		—		—	
—	05	52	1	—		—		—	
—	2898	29	4	—		—		8.45	4
—	96	88	3	—		—		7.00	3
—	93	78	1	—		—		3.84	0
—	92	56?	1u	—		—		—	
—	91	64	3	—		—		1.72	3
—	83	24?	2	—		—		—	
—	75	76	1	—		—		6.00	2
—	72	05	1	—		—		2.00	0
—	71	25	1	—		—		1.50	1
—	62	94	2	—		—		3.20	1

Einordnung nach Bowen (×) [208] u. Murak [291]		Bloch [193]		Bowen [208]		Jevons [133]		Angerer [139]	
$^4P_3$—$^4F_2$	2859	75	1×	—		—		—	
—	48	36	2u	—		—		—	
$^4P_3$—$^4F_3$	41	45	2u×	—		—		1.51	0
—	35	53	0	—				5.45	2
—	34	35	0	—		—		—	
—	32	23	1	—		—		2.42	1
—	30	68	1	—		—		0.65	1
—	27	62	2	—		—		7.55	5
—	22	28	4	—		—		2.30	5
—	13	95	1	—		—		4.04	1
4p $^4P_3$—4d $^4F_4$	13	39	1×	—		—		3.40	1
—	11	70	1	—		—		1.74	1
4p $^4P_2$—4d $^4F_3$	07	65	1×	—		—		—	
—	05	41	1	—		—		—	
4m ^4S—4n $^4D_2$	04	82	2	5.17	2	—		4.72	0
—	2797	24	2	—		—		—	
4m ^4S—4n $^4D_3$	96	62	2	6.37	1	6.7	1	6.50	2
—	95	07	1u	—		—		—	
—	94	47	1u	—		—		4.64	2
—	88	11?	1	—		—		8.06	1
—	86	19	1	—		—		6.13	2
—	83	13	3d	—		3.14	3	3.09	4
—	82	41	2	—		2.43	7	2.49	4
—	81	01	3	—		1.01	1	1.05	4
—	76	35?	0	—		—		—	
—	74	09?	0	—		—		—	
—	70	61	2	—		0.64	4	0.52	3
—	69	37	3	—		9.3	2	9.41	3
—	67	76	2	—		7.84	3	7.74	1
—	64	95	2	—		4.8	2	—	
—	61	14	1u	—		—		1.35	0
—	59	37	1u	—		—		—	
—	57	41	1u	—		—		—	
—	56	82	3	—		—		6.90	3
—	51	21	2	—		—		1.37	3
—	48	78	1	—		—		—	
—	48	17	1	—		—		—	
—	41	66	3u	—		—		1.75	2
—	38	26	1	—		—		8.41	0
—	37	27	0	—		—		—	
—	36	64?	0	—		—		—	
—	36	24	1	—		—		6.27	1
—	29	43	1	—		—		9.51	1
—	27	83	2	—		—		7.83	2
—	23	99	2	—		4.03	2	4.05	3
—	23	46	1	—		—		—	
—	22	43	1	—		—		—	
—	21	99	0	—		—		—	
—	18	26	2	—		—		8.30	2

Einordnung nach Bowen [208, 247, 291]		Bloch [193]		Bowen [208]		Jevons [133]		Angerer [139]	
—	2717	69	3	—		7.62	1	7.55	3
—	16	79	0	—		—		—	
—	15	61	0	—		—		—	
—	14	88	1	—		—		—	
—	14	37	3	—		4.37	1	4.32	3
—	13	84	0	—		—		—	
—	11	39	1u	—		—		—	
—	10	95	2	—		—		—	
—	10	28	4	—		0.38	7	0.36	3
—	07	89	3	—		7.91	3	7.97	3
—	03	47	0	—		—		—	
—	02	42	1m	—		—		2.45	2
—	01	36	0	—		1.36	3	1.36	3
$4m\,^4P_3$—$4u\,^4D_2$	2699	90	2	9.79	1	9.9	1	9.79	3
—	97	72	2	—		7.69	2	7.63	3
$4m\,^4P_3$—$4u\,^4D_3$	91	48	4	1.52	5	1.49	6	1.50	6
—	86	03?	1	—		—		—	
—	85	38	3	—		5.40	5	5.41	6
—	84	75	3	—		4.75	6	4.76	6
—	82	40	3	—		2.40	3	2.32	6
—	81	26	1	—		—		—	
—	80	88	2	—		0.88	1	0.99	4
$^3D_4$—$^4F_3$	75	34?	0×	—		—		5.48	1
—	71	12	1u	—		—		1.30	2
$4p\,^4P_2$—$4d\,^4D_1$	70	55	1	—		—		0.54	2
$4m\,^4P_2$—$4u\,^4D_2$	69	61	3	9.52	3	9.57	4	9.53	3
—	68	66	2	—		8.63	3	8.63	3
$(x\,^4P_1$—$D_1)$ } $4m\,^4P_3$—$4u\,^4D_4$ }	65	55	4×	5.54	6	5.52	6	5.47	7
$4p\,^4P_1$—$4d\,^4D_1$	63	25	2	—		3.20	3	3.23	3
$4m\,^4P_1$—$4u\,^4D_2$	62	32	2	2.29	3	2.29	3	2.17	2
$4m\,^4P_2$—$4u\,^4D_3$	61	59	3	1.65	5	1.56	5	1.40	4
—	54	42	1	—		—		4.42	2
—	51	83	2	—		—		1.82	3
$4p\,^4D_4$—$4d\,^4F_4$	51	22	3×	—		1.16	3	1.18	4
$4p\,^4D_3$—$4p\,^4F_2$	48	86	0	—		—		—	
—	47	24	0	—		—		—	
—	45	81	1	—		—		5.75	1
—	41	85	2	—		1.85	2	1.92	4
—	39	11	3	—		—		8.95	3
—	38	58	0	—		—		—	
$4p\,^4D_3$—$4d\,^4F_3$	33	28	3×	—		3.16	4	3.12	4
—	32	76	1	—		2.68	5	2.72	4
—	29	52	2d	—		—		9.45	1
—	25	45	1	—		—		—	
—	24	74	4	—		4.72	6	4.71	7
$4p\,^4D_4$—$4d\,^4F_5$	20	69	1	—		0.5	2	—	
—	20	05	4	—		0.08	5	0.06	7
$4p\,^4D_2$—$4d\,^4F_2$	18	79	2×	—		8.76	4	8.75	0

Einordnung nach Bowen [208, 247, 291]		Bloch [193]		Bowen [208]		Jevons [133]		Angerer [139]	
—	2617	61	1	—		—		—	
$^4D_4-{}^4F_5$	17	04	4×	—		6.99	8	6.99	9
—	11	44	3	—		1.45	5	1.33	6
$4p\,^4D_3-4d\,^4F_4$	09	58	5×	—		9.50	7	9.51	7
—	08	83?	0	—		—		—	
$^4D_2-{}^4F_3$	06	51	1×	—		—		6.52	1
—	04	97	2	—		5.02	5	5.03	4
$4p\,^4D_2-4d\,^4F_3$	03	51	4	—		3.50	5	3.46	7
$4p\,^4D_1-4d\,^4F_2$	01	21	4×	—		1.14	6	1.31	4
—	2599	53	2	—		—		9.60	2
—	95	18	2	—		5.17	2	5.15	3
—	94	04	2	—		3.95	2	4.00	3
—	92	54	2	—		2.45	2	2.53	3
—	90	92	1	—		—		0.96	1
—	88	84	2	—		8.80	3	8.80	0
—	84	53	1	—		—		4.54	1
—	83	26	1	—		—		3.25	1
—	78	36	3	—		8.23	5	8.29	6
—	77	10	3	—		7.13	6	7.06	6
—	74	75?	0u	—		4.77	2	—	
—	74	04	2	—		4.13	2	4.02	2
—	69	79?	0u	—		—		—	
$4m\,^4S-5k\,^4P_1$	66	15	1	—		6.23	1	6.12	3
—	62	—		62.52	1	—		—	
—	59	49	3	—		9.50	3	9.53	4
—	57	88?	2	—		—		8.00	3
—	55	58	1	—		—		5.65	1
—	45	34	1	—		—		5.11	3
$4m\,^4D_4-4u\,^4D_3$	42	60	1	2.65	2	—		—	
—	40	79	2	—		0.84	3	0.96	1
—	39	27	1	—		—		—	
—	35	54	1	—		—		—	
$4m\,^4S-5k\,^4P_2$	33	85	1	3.95	1	—		4.00	1
—	33	24	0	—		—		—	
—	32	52	3	—		2.46	6	2.59	9
—	31	75	3	—		1.72	4	1.90	9
—	29	53	0u	—		9.98	5	—	
—	28	77	2u	—		—		8.88	7
—	28	01	3	—		8.04	4	—	
$4m\,^4D_4-4u\,^4D_4$	19	49	4	9.45	5	9.49	5	9.65	8
—	17	84	0	—		—		—	
—	16	28	1	—		—		6.42	9
—	14	69	2	—		4.57	2	4.62	8
—	12	62	1	—		—		2.70	2
$4m\,^4D_3-4u\,^4D_2$	11	30	2	0.92	4	0.89	4	1.30	2
—	06	57	2	—		—		—	
—	05	71	2	—		5.7	2	5.75	2
—	05	00	1u	—		—		—	
$4m\,^4D_3-4u\,^4D_3$	04	20	3	4.23	5	—		4.19	6

Einordnung nach Bowen [208, 247, 291]		Bloch [193]		Bowen [208]		Jevons [133]		Angerer [139]	
—	2494	94	1	—		—		5.01	1
—	90	24	2	—		—		0.30	3
—	88	60	2	—		—		8.74	3
—	87	34	1u	—		—		—	
$(x^4D_2—^4D_1)$ $4m^4S—5k^4P_3$ }	86	85	3×	6.91	5	6.82	2	6.93	4
$4p^4D_2—4d^4D_1$	85	14	2	—		—		5.17	2
$4m^4D_2—4n^4D_2$	84	25	3	4.27	4	4.25	3	4.36	4
$4m^4D_3—4n^4D_4$	81	72	1	1.77	2	—		1.85	1
$4m^4D_2—4n^4D_3$	77	30	2	7.29	2	—		7.36	3
$^4D_1—^4D_1$	71	03	3×	—		1.07	3	1.05	5
$4p^4D_1—4d^4D_1$	69	26	2	—		9.20	3	9.20	3
$4m^4D_1—4n^4D_2$	68	41	1	8.37	3	8.42	1	8.43	2
$4m^4P_2—5k^4P_1$	48	59	2	8.58	6	8.59	4	8.65	4
—	48	10	1	—		—		—	
$4m^4P_3—5k^4P_2$	47	16	2	7.14	6	7.19	3	7.26	4
$4m^4P_1—5k^4P_1$	46	85?	1	—		—		—	
—	42	—		2.47	5	—		2.52	4
—	39	68?	2	—		9.69	2	9.64	0
—	37	93?	1	—		7.74	1	8.03	2
—	36	16	2	—		—		6.01	6
—	22	80	1	—		—		2.52	3
$4m^4P_2—5k^4P_2$	22	41	0	2.47	4	—		—	
—	19	51	0	—		—		9.62	2
$4m^4P_1—5k^4P_2$	16	44	2	6.42	7	6.42	2	6.43	4
—	15	99	1	—		6.00	2	—	
—	15	53	2	—		5.49	3	—	
—	12	93	2	—		2.97	3	—	
$4m^4P_3—5k^4P_3$	03	29	3	3.32	5	3.29	4	3.17	7
—	2394	48	0	—		—		—	
—	91	12	0	—		—		—	
—	89	99	0	—		—		—	
—	89	60	0	—		—		—	
—	87	26	2	—		—		7.18	1
—	86	66	2	—		—		6.64	2
$4m^4P_2—5k^4P_3$	79	43	3	9.47	5	9.7	2d	9.43	3
—	72	62	1	—		—		—	
—	70	24	4	—		0.37	4	0.43	5
—	67	80	1	—		—		—	
—	63	53	2	—		—		3.32	2
—	62	36	0	—		—		—	
—	59	65	4	—		9.67	3	9.64	6
—	53	11	1	—		—		—	
—	47	66	1	—		—		—	
—	46	32	1u	—		—		—	
—	40	53	3	—		0.64	2	0.46	3
—	36	38	3	—		6.45	1	6.35	2
—	36	11	1	—		—		—	

Einordnung nach Bowen [208, 247, 291]		Bloch [193]		Bowen [208]		Jevons [133]		Angerer [139]	
—	2335	52	1	—		—		5.55	1
—	23	49	4	—		3.50	4	3.54	4
—	12	70	0	—		—		—	
—	06	58?	0	—		—		—	
—	02	53	0	—		—		—	
—	2298	59	3	—		—		8.52	2
$4m\,^4D_2-5k\,^4P_1$	91	88	2	1.81	4	1.83	1	—	
$4m\,^4D_3-5k\,^4P_2$	91	41	2	1.38	4	1.39	3	—	
—	86	00	1	—		—		—	
$4m\,^4D_4-5k\,^4P_3$	83	93	3	3.93	7	3.90	5	3.90	4
—	81	47	1	—		1.50	3	—	
—	80	76	2	—		0.76	2	—	
$4m\,^4D_1-5k\,^4P_1$	78	36	2	8.34	5	8.35	2	—	
$4m\,^4D_2-5k\,^4P_2$	68	96	2	8.95	5	8.89	2	—	
$4m\,^4D_1-5k\,^4P_2$	66	00	0	—		—		—	
—	55	—		5.64	2	—		—	
$4m\,^4D_3-5k\,^4P_3$	53	—		3.07	7	—		3.16	6
—	34	65	2	—		—		—	
$4m\,^4D_2-5k\,^4P_3$	31	—		1.16	5	—		1.22	1
—	02	25	1	—		—		2.25	6

Einordnung nach Bowen [208, 247, 291]		Bowen [208]	
$a\,^4S-b\,^4P_3$	1015	023	7
$a\,^4S-b\,^4P_2$	08	777	6
$a\,^4S-b\,^4P_1$	05	280	5
$b\,^4P_2-4m\,^4P_1$	953	40	2
$b\,^4P_2-4m\,^4P_3$	48	72	1
$b\,^4P_3-4m\,^4P_2$	46	97	1
$b\,^4P_3-4m\,^4P_3$	43	22	1
$b\,^4P_1-4m\,^4S$	39	31	0
$b\,^4P_2-4m\,^4S$	36	28	1
$b\,^4P_3-4m\,^4S$	30	94	1
$a\,^2P_2-4k\,^2P_1$	673	598	1
$a\,^2P_1-4k\,^2P_1$	73	127	3
$a\,^2P_2-4k\,^2P_2$	70	383	3
$a\,^2P_1-4k\,^2P_2$	69	949	2
$a\,^2P_2-\,^2P_1$	66	500	0

Einordnung nach Bowen [208, 247, 291]		Bowen [208]	
$a\,^2P_1-\,^2P_1$	666	040	3
$a\,^2P_2-\,^2P_2$	61	836	2
$a\,^2P_1-\,^2P_2$	61	414	2
$a\,^2P_2-4k\,^2D$	30	746	1
$a\,^2P_1-4k\,^2D$	30	380	1
$a\,^2D_2-4k\,^2P_1$	23	768	3
$a\,^2D_3-4k\,^2P_2$	21	280	4
$a\,^2D_2-4k\,^2P_2$	21	027	3
$a\,^2D_2-\,^2P_1$	17	630	2
$a\,^2D_3-\,^2P_2$	13	874	1
$a\,^2D_2-\,^4P_2$	13	643	0
$a\,^2D_3-4k\,^2D$	587	078	4
$a\,^2D_2-4k\,^2D$	86	847	4
$a\,^4S-4k\,^4P_1$	75	582	3
$a\,^4S-4k\,^4P_2$	74	408	3
$a\,^4S-4k\,^4P_3$	72	693	4

Cl IV besteht als Viervalenzelektronensystem aus Singuletts und Tripletts, die von Bowen [208] gemessen und eingeordnet wurden. (Siehe Tab. 4.)

Tabelle 4. Cl IV.

		Bowen [208]	
$a\,^3P_2—b\,^3D_2$	985	749	4
$a\,^3P_2—b\,^3D_3$	84	852	7
$a\,^3P_1—b\,^3D_1$	77	901	4
$a\,^3P_1—b\,^3D_2$	77	560	6
$a\,^3P_0—b\,^3D_1$	73	212	5
$a\,^3P_2—b\,^3P_2$	840	933	6
$a\,^3P_2—b\,^3P_1$	40	808	4
$a\,^3P_1—b\,^3P_2$	34	967	5
$a\,^3P_1—b\,^3P_1$	34	840	5
$a\,^3P_1—b\,^3P_0$	34	659	3
$a\,^3P_0—b\,^3P_1$	31	431	4
$a\,^3P_2—b\,^3S$	612	070	4
$a\,^3P_1—b\,^3S$	08	903	4
$a\,^3P_0—b\,^3S$	607	088	3
$a\,^3P_2—3n\,^3D$	04	590	3
$a\,^3P_1—3n\,^3D$	01	499	3
$a\,^3P_0—3n\,^3D$	599	733	2
$a\,^3P_2—3n\,^3P$	53	297	3
$a\,^3P_1—3n\,^3P$	50	706	2
$a\,^3P_0—3n\,^3P$	49	219	3
$a\,^3P_2—4k\,^3P_1$	467	194	3
$a\,^3P_1—4k\,^3P_0$	66	132	3
$a\,^3P_1—4k\,^3P_1$	65	350	3
$a\,^3P_2—4k\,^3P_2$	64	861	4
$a\,^3P_0—4k\,^3P_1$	64	292	3
$a\,^3P_1—4k\,^3P_2$	63	011	3

Cl V ist ein Dreivalenzelektronensystem mit Dubletts, die zum Teil von Bowen [208] und Bowen und Millikan [157, 167] gemessen und eingeordnet sind. O. Laporte [165] erörtert im Anschluß an die Arbeiten von Hund und Heisenberg das Auftreten gestrichener Terme, wie sie von Fowler, Bowen und Millikan angegeben werden. Er wendet sich gegen die Erklärung von Bowen und Millikan und hält die Deutung Hunds für besser.

Cl VI besitzt zwei Valenzelektronen und hat daher ein Singulett- und Triplett-

Tabelle 5. Cl V.

		Bowen [167, 208]	
$a\,^2P_2—b\,^2D_2$	894	910	1
$a\,^2P_2—b\,^2D_3$	94	340	4
$a\,^2P_2—b\,^2S$	688	933	4
$a\,^2P_1—b\,^2D_2$	83	127	4
$b\,^4P_3—c\,^4S$	83	171	4
$a\,^2P_1—b\,^2S$	81	924	4
$b\,^4P_2—c\,^4S$	79	257	3
$b\,^4P_1—c\,^4S$	76	785	3
$a\,^2P_2—b\,^2P_1$	39	226	3
$a\,^2P_2—b\,^2P_2$	35	323	4
$a\,^2P_1—b\,^2P_1$	33	186	4
$a\,^2P_1—b\,^2P_2$	29	354	3
—	570	31	2
—	69	14	2
—	65	47	2
—	64	30	2
$a\,^2P_2—3n\,^2D_2$	42	395	3
$a\,^2P_2—3n\,^2D_3$	42	297	6
$a\,^2P_1—3n\,^2D_2$	38	032	5
$a\,^2P_2—4k\,^2S$	392	39	1
$a\,^2P_1—4k\,^2S$	90	07	1

Tabelle 6. Cl VI.

		Bowen u. Millikan [156, 157]	
—	736	76	3
—	33	89	3
—	30	31	4
—	27	54	3
—	24	13	3
3S—3P	671	37	4

Tabelle 7. Cl VII.

		Bowen u. Millikan [155]	
$3\,^2S_1—3\,^2P_2$	813	00	2
$3\,^2S_1—3\,^2P_1$	800	70	3

Linienspektrum, wovon bis jetzt nur die pp-Gruppe durch Bowen und Millikan [157, 167] bekannt ist. (Siehe Tab. 6.)

Cl VII ist ein Einvalenzelektronensystem mit Dubletts, wovon nur zwei Linien durch Bowen und Millikan [155] gemessen sind.

Tabelle der Termwerte von Cl III, Cl IV, Cl V, Cl VI und Cl VII nach Bowen [208].

Term-bezeichnung	Termwerte	Term-bezeichnung	Termwerte	Term-bezeichnung	Termwerte
a S	321936	5kP_1	76984.5	4mD_1	120862.6
bP_1	222461	5kP_2	76543.6	4mD_2	120604.0
bP_2	222806	5kP_3	75798.8	4mD_3	120170.9
bP_3	223416	4m S	115997.5	4mD_4	119568.4
4kP_1	148200	4mP_1	117914.4	4nD_2	80363.6
4kP_2	147842.2	4mP_2	117812.0	4nD_3	80250.9
4kP_3	147322.1	4mP_3	117394.8	4nD_4	79889.8

Die Elektronenkonfiguration für ein n-Valenzelektronensystem nach Bowen [208].

Bezeichnung in den Wellenlängentabellen 2—7	Elektronen-konfiguration	Bezeichnung in den Tabellen 2—7	Elektronen-konfiguration
a	s^2p^{n-2}	k	$s^2p^{n-3} \cdot s$
b	sp^{n-1}	m	$s^2p^{n-3} \cdot p$
c	p^n	n	$s^2p^{n-3} \cdot d$
		q	$s^2p^{n-3} \cdot f$

Da in den Tabellen 2—7 nur neu gefundene Terme enthalten sind, seien hier die alten Bezeichnungen [155, 141, 146] neben den neuen aufgeführt.

alt	neu	alt	neu
$3p_1$	aP_2	5s	5k S
$3p_2$	aP_1	$4p_1$	4mP_2
x	b S	$4p_2$	4mP_1
$3p_1'$	bP_2	$3d_1$	3nD_3
$3p_2'$	bP_1	$3d_2$	3nD_2
4s	4k S	4d	4n D

Tabelle der Termwerte von Cl III nach Majumdar und Deb [247].

	Term-bezeichnung	Termwerte		Term-bezeichnung	Termwerte
$2M_2M_3$	$^4P_1$	142154.5	$2M_3N_3$	$^4F_2$	82430.1
—	$^4P_2$	142272.6	—	$^4F_4$	82206.0
—	$^4P_3$	142440.7	—	$^4F_5$	81861.1
			—	$^4F_5$	81368.7
			—	$^4D_1$	80406.7

Tabelle der Termwerte von Cl III nach Murakawa [291]

Termbezeichnung	Termwerte	
$4p\,^4S_2$	115997.5	nach Bowen [208]
$4p\,^4P_3$	117394.8	
$4p\,^4P_2$	117812.0	
$4p\,^4P_1$	117914.4	
$4p\,^4D_4$	119568.4	
$4p\,^4D_3$	120170.9	
$4p\,^4D_2$	120604.0	
$4p\,^4D_1$	120862.6	
$4d\,^4D_4$	79889.8	
$4d\,^4D_3$	80250.9	
$4d\,^4D_2$	80363.6	

Termbezeichnung	Termwerte
$4d\,^4D_1$	80378.1
$4d\,^4F_5$	81412.2
$4d\,^4F_4$	81862.0
$4d\,^4F_3$	82205.8
$4d\,^4F_2$	82430.4
$3d\,^4P_3$	142440.9
$3d\,^4P_2$	142272.5
$3d\,^4P_1$	142154.9

In den vorstehenden Tabellen sind alle Linien gesammelt, welche bestimmten Ionisationsstufen zugeordnet worden sind. Außerdem sind aber zahlreiche Linien gemessen, für die dies noch nicht gelungen ist. Für das sichtbare Spektrum sehe man die Tabellen von Cl in Bd. V und Bd. VII des Handbuchs. Für das Schumanngebiet liegen zwei Messungen vor: die erste von Millikan und Bowen [149] mit dem hot spark, welche bis λ 528 reicht, die zweite von Vaudet [205] mit elektrodenloser Ringentladung bis λ 1302. Dazu kommen noch ein paar Linien von Turner [187], die wohl sämtlich zu Cl I gehören. Alle diese Linien sind in Tab. 8 zusammengestellt.

Zu den übrigen in der Literatur angegebenen Arbeiten sei folgendes gesagt. Jenkins [178, 200] sucht im Linienspektrum nach Isotopen. Durch Diffusion stellt er zwei Chlorsorten mit den Atomgewichten 35.42 und 35.52 her und photographiert deren Spektren untereinander. Bei der Linie 5392 glaubt er einen Unterschied der Wellenlänge um etwa 0.001 Å zu erhalten, aber bei den Linien 5078 und 4135 findet er nichts. Die Wirkung liegt unter der Grenze seiner Meßgenauigkeit. Der Nachweis von Isotopen durch Nagaoka und Sugiura [135] nach eigner Theorie ist als verfehlt zu bezeichnen. Über den bandenspektroskopischen Nachweis von Chlorisotopen wird im folgenden noch berichtet.

Swindler [186] untersucht den Einfluß von Änderungen des Potentials und der Schwingungszahl auf Gasspektren. Seine Cl-Röhren zeigen ihm aber nur Banden von N und CN. Krefft [143] prüft den Dopplereffekt an Bogen- und Funkenlinien von Cl. Franck und Gibson [216] führen die Auslöschung der D-Linien in Flammen durch Zusatz von Chlor auf die Elektronegativität des Cl zurück. (Siehe dazu auch [70].) Noyes [169] ermittelt die Ionisierungsspannung für die verschieden stark ionisierten Cl-Atome aus der Charakteristik von elektrischen Entladungen im Chlor zu 8.2 Volt und Vielfachen davon. Ferner hält er die Knickpunkte seiner Kurven bei 4 Volt und Vielfachen davon für Resonanzpotentiale. Tolansky [294, 299] sucht vergeblich bei einigen Cl II-Linien nach theoretisch vorhergesagten Feinstrukturen und gibt als Erklärung dafür an, daß der g-Faktor für Cl^{35} bei einem Kernspin von $\frac{5}{2}$ außerordentlich klein sei.

Tabelle 8. Kurze Wellenlängen.

	Vaudet [205] λ vac.		Jevons [133] λ Luft	
2252	37	6	1.50	4
51	88	5	0.94	4
43	—		3.77	1
35	34	0	4.58	3
33	—		3.17	2
31	—		1.22	1
26	—		6.60	3
25	46	3	—	
23	—		3.73	3
20	—		0.75	2
10	—		0.46	3
2190	73	0	—	
76	—		6.90	1
74	62	2	4.06	1
73	—		3.78	2
61	—		1.93	5
58	—		8.41	2
41	—		1.33	1
25	—		5.31	1
10	—		0.71	2
2094	41	2	3.64	3
92	27	0	—	
90	56	0	—	
89	34	2	—	
87	79	2	7.1	4
70	—		0.8	1
53	45	2		
27	79	0		
1998	75	2		
97	30	2		
83	57	1		
42	40	3		
12	92	1		
10	91	1		
01	63	2		
1897	14	1		
90	65	2		
83	20	2		
80	15	0		
69	41	2	Millikan u. Bowen [149]	
57	68	5		
36	61	1		
33	25	1		
32	11	2	2.1	2
28	43	3	—	

	Vaudet [205] λ vac.		Millikan u. Bowen [149]	
1824	55	1	—	
22	51	4	1.9	2
17	81	1	7.8	1
12	—		2.4?	0
08	57	1	8.0?	0
1794	28	00	—	
93	16	1	—	
92	12	1	—	
89	10	0	—	
83	83	0	—	
72	06	3	—	
67	27	2	—	
38	57	3	—	
20	81	1	—	
1677	85	3	—	
71	08	2	—	
65	17	0	—	
62	72	0	3.1?	1
56	—		6.8?	0
54	17	0	—	
49	96	3	—	
47	43	2	—	
45	39	1	—	
1599	28	1	—	
92	84	2	3.5	0
90	—		0.7	0
76	32	1	7.7	2
70	80	1	—	
64	99	3	5.1	0
58	02	1	—	
42	81	2	2.1	1
40	56	2	—	
1488	39	1	—	
65	—		5.8	1
62	—		2.3	1
59	63	0	—	
28	—		8.3	0
18	—		8.4	0
1396	51	1		[1]
89	89	2		[1]
79	55	2		[1]
63	45	2		[1]
54	—		4.6	2
51	65	2	1.6	2[1]
47	29	2	7.2	3[1]

	Vaudet [205] λ vac.		Millikan u. Bowen [149]	
1344	—		4.0	1
31	—		1.2	2
29	18	1	—	
05	95	1	—	
04	78?	1	5.1	2
02	12?	1	2.0	2
1298	53	0	—	
1200			5	0
1145			0	2
28			0	0
1079			0	3
70			9	4
68			2	3
63			6	3
14			9	4
08			6	4
05			4	3
984			8	4
77			2C	4
73			0	2
60			4	6
893			5	4
88			0	4
64			4	4
51			6	4
40			9	6
793			3	3
87			8	4
77			5	2
29			4	3
25			4	2
18			7?	5
15			8	4
12			6	4
07			4	4
689			6	1
82			2	3
70			8	3
63			2	4
53			7	4
39			1	3
35			8	4
23			7	2
21			1	2

[1]) Turner [187] gibt hier: 1396.5 (3), 1389.9 (4), 1379.6 (5), 1363.5 (5), 1351.7 (3), 1347.2 (5), 1335.8 (2).

	Millikan u. Bowen [149]	
618	2	2
12	2	2
09	3	3
06	3	3
595	8	3
91	5	3

	Millikan u. Bowen [149]	
586	9	4
84	6	3
74	3	4
69	7	3
65	1	3
61	5	4

	Millikan u. Bowen [149]	
556	4	4
53	1?	3
49	7	2
42	5?	0
36	7	4
28	3	1

Zeemaneffekt. Néel [250] untersucht einige Linien von Cl II im Magnetfelde von 30000 Gauß und findet, daß die Linien 4819 und 4234 Tripletts bilden mit den Aufspaltungsgrößen 1.78 bezw. 1.68, während der theoretische Wert 1.75 ist. Die Linien 4810 und 4241 bilden Quartetts, deren äußere Komponenten den Abstand 1.90 bezw. 1.89 haben, was mit dem theoretischen Wert 1.92 gut übereinstimmt. Die Linien 4794 und 4253 sind nicht aufgelöst.

Kimura und Fukuda [116] beobachten mit Gitterspektrographen mittlerer Dispersion die Emissions- und Absorptionsspektren von Cl-Dampf zwischen 3800 und 6500 und messen gleichzeitig folgende Zeemanaufspaltungen bei Feldstärken von 2000 bis 6000 Gauß.

Wellenlänge	Aufspaltung	Wellenlänge	Aufspaltung
4781	1.26	5078	1.42
4786	—	5218	1.40
4794	1.94	5221	1.87
4896	1.27	5392	1.09
4904	1.05		

Außer λ 4786 geben alle diese Linien Tripletts.

Röntgenspektrum: Unsere Kenntnis des Röntgenspektrums von Chlor ist in den letzten 10 Jahren durch eine große Anzahl von Arbeiten erweitert worden. Dolejšek [122], Siegbahn und Dolejšek [126], Lindh und Lundquist [144], Hjalmar [119], Deodhar [282], Bäcklin [150] und Druyvesteyn [214] haben neue Messungen in der K-Emissionsserie gemacht, die in der folgenden Tabelle zusammengestellt sind. Alle Wellenlängen sind darin in XE angegeben und beruhen auf der Gitterkonstante des Kalkspates $d_{18^\circ, n=\infty} = 3029.45$.

Lindh [120, 134] hat die K-Absorptionskante in verschiedenwertigen Chlorverbindungen gemessen und aus den beobachteten Verschiebungen, die er relativ zu der Lage der Kante für freies Chlor angibt, nach der Einsteinschen Gleichung $e \cdot V = h \cdot \nu$ die den Verschiebungen entsprechenden Voltdifferenzen ausgerechnet. Die Verschiebungen wachsen mit steigender Wertigkeit, und zwar stets nach kürzeren

Bezeichnung der Linien	Dolejšek [122]	Siegbahn u. Dolejšek [126]	Hjalmar [119]	Lindh u. Lundquist [144][1])	Bäcklin [150]	Druyvesteyn [214]	Deodhar [282]
α_2	—	—	—	—	$\Delta\lambda = 2.97$	—	—
α_1	—	4718.21	—	—	—	—	—
α_1'	4712.—	—	—	—	—	—	4701.5
α'	—	—	—	—	—	—	—
α_7	4702.5	—	—	—	—	—	4691.8
α_3	4688.—	—	—	—	—	—	4686.2
α_4	4684.—	—	—	—	—	—	4661.—
α_5	—	—	—	—	—	—	4654.—
α_6	—	—	—	—	—	—	—
β'	—	4406.—	—	—	—	—	—
β_1'	—	4394.63	4394.50	4394.2	—	—	—
β_{1X}	—	—	—	4393.3	—	—	—
β''	—	—	4391.—	—	—	—	—
β_X	—	—	—	4390.6	—	—	—
β''	—	—	—	—	—	4326.4	—

Wellen hin. Die aus den Messungen von Lindh sich ergebenden Mittelwerte für die bereits besprochenen Größen sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

	Mittelwert der Wellenlängen in XE	Verschiebungen relativ zur Kante 4393.8	Voltdifferenz
für 1wertiges Cl	$K_1 = 4382.9$	10.9	7.0
	$K_2 = 4360.0$	33.8	21.6
für 5wertiges Cl	$K_1 = 4376.9$	16.9	10.8
	$K_2 = 4357.4$	36.4	23.3
für 7wertiges Cl	$K_1 = 4369.8$	24.—	15.3
	$K_2 = 4347.8$	46.—	29.4
für HCl	$K_1 = 4385.3$	8.5	5.4
für freies Cl	$K_1 = 4393.8$	—	—
	$K_2 = 4381.6$	12.2	7.8

Anknüpfend an die Arbeit von Lindh, untersucht Stelling in einer Reihe von Arbeiten [117, 204, 224, 225, 254, 277, 278, 279] die Abhängigkeit der Lage der K-Absorptionskante von Cl I von den an das Cl-Atom gebundenen Atomen. Ferner stellt er fest, daß die kristallwasserhaltigen Chloride eine andere Wellenlänge der Absorptionskante aufweisen, als die entsprechenden wasserfreien. Die wasserhaltigen Verbindungen geben im allgemeinen zwei Kanten, weil während der Bestrahlung eine teilweise Entwässerung eintritt und die langwellige Kante den wasserhaltigen Kristallen zuzuschreiben ist und im Gegensatz zu der kurzwelligen nicht von der Konstitution der Verbindung abhängig ist. Aus den von Stelling gefundenen Werten, die wir hier jedoch nicht anführen, geht hervor, daß solche Verbindungen, in denen Cl nur ionogen gebunden ist, einfache Kanten besitzen, während bei den anderen zwei Kanten er-

[1]) fanden bei den Substanzen LiCl, $FeCl_3$, $ZnCl_2$, $CdCl_2$, $SnCl_2$ und $PbCl_2$ (auf Cu-Antikathode) die Linie β_{1X}, bei NaCl, $NaClO_3$, KCl und $CaCl_2$ wurde gemessen: $\beta_1 = 4394.75$ und $\beta_{2X} = 4388.4$.

scheinen. Ähnliche Untersuchungen haben Aoyama, Kimura und Nishina [189] gemacht, die im Gegensatz zu Stelling behaupten, daß es durch Wahl geeigneter Schichtdicke immer möglich sei, von jeder absorbierenden Substanz Linien zu erhalten. Weiter gehören hierher die Untersuchungen von Ray [170], Ford [286] und Nuttal [222]. Ray mißt die K_α-Dublettaufspaltung verschiedener Cl-Verbindungen und findet, daß die Aufspaltung mit wachsender chemischer Wertigkeit abnimmt. Ford findet, daß der Satellit $K_{\alpha 3}$ aus 2 Komponenten besteht und nicht einfach ist, wie man früher annahm. Nuttall gibt an, daß sich die Feinstruktur der K-Absorptionskante von Cl von λ 4383—4341 XE oder über einen Bereich von 27 Volt erstreckt, daß sich ferner bei etwa 4444 XE eine weiße Absorptionskante befindet, die sich wahrscheinlich durch das von Berg beobachtete Phänomen erklären läßt, und gibt ferner die in folgender Tabelle enthaltenen Wellenlängen der Feinstrukturkomponenten nebst den entsprechenden Voltdifferenzen.

Wellenlängen der Kompon. in XE	4383.2	4377.0	4366.3	4359.3	4353.5	4341.4
Voltdifferenzen relativ zur Kante 4383.2	—	4.0	10.9	15.5	19.2	27.3

Allison [172] bestimmt durch Messung der K-Absorptionsgrenze und der $K_{\alpha 1}$- und $K_{\alpha 2}$-Linien die Werte der Anregungsspannung des L_{II}- und L_{III}-Niveaus und vergleicht seine Resultate mit denen von Holweck [161, 162], der durch direkte Röntgenbestrahlung von Cl_2-Gas die erwähnte Spannung mittels Elektrometer zu 20.3 Volt bestimmt, und findet, daß die Werte der Anregungsspannungen für den elementaren Zustand fast gleich sind, während sie bei den Sauerstoffverbindungen des Chlors um etwa 5% differieren.

Bandenspektren des Chlors.

Die im sichtbaren Spektralgebiet liegenden Chlorabsorptionsbanden sind von Kuhn [181], Nakamura [185] und Elliott [236, 268, 269, 215] untersucht worden; doch differieren die Messungen der verschiedenen Autoren sehr stark; darum sollen sie hier nicht angeführt werden. Kuhn [181] erkennt als erster, daß dieses Absorptionsspektrum des Cl_2-Gases aus einigen v'-Bandenzügen besteht, die zu $v'' = 0, 1, 2, 3$ gehören, und findet das kurzwellige Ende dieser Banden bei 4785 ± 7 Å, an das sich ein Dissoziationskontinuum anschließt. Kornfeld und Steiner [201] versuchen festzustellen, ob die Konvergenzstelle für völlig trockenes Chlorgas eine andere Lage hat und damit die Dissoziationsenergie eine andere ist, wie für gewöhnliches Cl-Gas. Es stellt sich heraus, daß die Trennungsarbeit unabhängig ist von der Trocknung. Nakamura hat etwa 70 Absorptionsbandenkanten gemessen und diese in 4 Serien geordnet, wofür er folgende empirische Formel gibt:

$$\nu_{1,2,3,4} = (20836.5 - 550.1\, n_0) - 7.13\, n - 2.650\, n^2 - 0.05577\, n^3;$$
worin $n_0 = 0,1,2,3$ und $n = 0, 1, 2 \ldots 21$ ist.

Bei 820° C und 2.5 m Schichtdicke beobachtet er noch eine fünfte Serie, die sich durch folgenden Ausdruck erfassen läßt:

$$\nu_5 = 17765.2 - 116.8\, n - 9.61\, n^2 - 0.438\, n^3 \quad (n = 0, 1, 2 \ldots 10).$$

Elliott [215, 236] bestimmt aus dem Isotopieeffekt in den drei Absorptionsbanden bei λ 5134, 5157 und 5126 die Werte der Schwingungsquantenzahlen für den angeregten Zustand zu 17, 18 und 19. Die ebenfalls daraus berechneten Kernabstände und Trägheitsmomente im angeregten (′) und Normalzustand (″) sind in folgender Tabelle zusammengestellt.

Bezeichnung der Bande	J″	J′	r″	r′
$(2 \rightarrow 17)_{35,35}$	$114 \cdot 10^{-40}$	$220 \cdot 10^{-40}$	$0.991 \cdot 10^{-8}$	$1.38 \cdot 10^{-8}$
$(2 \rightarrow 18)_{35,35}$	114	228	0.991	1.40
$(2 \rightarrow 18)_{35,37}$	118	237	0.993	1.41
$(2 \rightarrow 19)_{35,35}$	114	237	0.991	1.43

In einer weiteren Arbeit [268] bringt er die Feinstrukturanalyse von vier anderen Banden des $Cl^{35}Cl^{35}$ und zweien des $Cl^{35}Cl^{37}$, wo er ebenso wie in den oben erwähnten nur einfache P- und R-Zweige findet und sie daher einem $^1\Sigma \rightarrow {}^1\Sigma$-Elektronensprung zuordnet. Ferner teilt er mit, daß die in der früheren Arbeit [236] angegebenen Oszillationsquantenzahlen für den Normalzustand um 1 und für den angeregten Zustand um 6 verringert werden müssen. Aus genauen Intensitätsmessungen bestimmt er das Verhältnis der wechselnden Intensitäten in den $Cl^{35}Cl^{35}$-Banden im Mittel zu 1.4 : 1, was auf einen Kernspin von $\frac{5}{2}$ für Cl^{35} schließen läßt. Das von ihm ebenfalls bestimmte Intensitätsverhältnis der Isotopenbanden $Cl^{35}Cl^{35}$ zu $Cl^{35}Cl^{37}$ stimmt nicht mit den Astonschen Werten des Isotopenverhältnisses überein, was vielleicht auf die Ungenauigkeit der Messungen zurückzuführen ist; man sehe dazu auch Dunham [267]. Birge [263] wendet die von Gibson (Zs. f. Phys. 50 p. 692, 1928) angegebene Methode, die Isotopieaufspaltung der Oszillationsenergie zu bestimmen, auf die Messungen Elliotts [236] an und findet, daß dessen ν' um zwei Einheiten erniedrigt werden muß.

Mulliken [274, 275, 298] zeigt auf Grund von theoretischen Überlegungen, daß die sichtbaren Halogenbanden nicht, wie man bisher annahm (siehe auch Elliott [236]), von einem $^1\Sigma \rightarrow {}^1\Sigma$-Übergang herrühren, sondern einem $^3\Pi_0 \rightarrow {}^1\Sigma_g^+$-Übergang zuzuschreiben sind, wobei die Bezeichnung $^3\Pi_0$ des oberen Zustandes keine exakte Bedeutung hat, da physikalisch nur die Komponente des Gesamtimpulses wesentlich ist. Der durch diese Zuordnung geforderte Paramagnetismus des angeregten Molekülzustandes ist mit der Größe des Faraday-Effektes der Banden besser vereinbar als die frühere, ebenso die magnetische Auslöschung der Jodfluoreszenz.

Dobbie und Fox [118] photographieren die sichtbaren Absorptionsspektren mit kleiner Dispersion bei Temperaturen zwischen 20 und 1300° C und finden, daß die Absorption bis zur höchsten Versuchstemperatur dauernd zunimmt. Gillam und Morton [237] messen die Absorptionsspektren von Cl, Br, J und Halogengemischen in Lösungen von CCl_4 und stellen Absorptionsmaxima für Cl, Br und J bei 332, 417 und 520 mμ fest. Dutta und Saha [283] finden, daß die dampfförmigen Chloride CCl_4, $SnCl_4$, $TiCl_4$, $SiCl_4$ ein dem NaCl ähnliches kontinuierliches Spektrum zeigen, das sich von einer langwelligen Grenze bis ins Ultraviolett erstreckt und offenbar ein Dissoziationskontinuum ist. Cordes und Sponer [264] untersuchen die Absorption von Cl, Br, JCl und JBr zwischen 3000 und 1560 Å, wo sie für Cl unterhalb 1900 Å

nur kontinuierliche Absorption finden, deren Maximum noch weiter im Ultravioletten zu suchen ist, und das einer photochemischen Dissoziation des Cl_2 in zwei Cl-Atome im $2\,^2P_1$-Zustand entsprechen soll. Wolf [188] überträgt die Theorie der Deutung des kontinuierlichen Wasserstoffspektrums auf diejenigen der Halogene und betrachtet sie, soweit ihre langwellige Grenze im Sichtbaren oder Ultraroten liegt, als Wiedervereinigungsspektra. Mit den kontinuierlichen Spektren der Halogene befassen sich ferner Kondratjew und Leipunsky [219] und Krey und Bates [255, 256], die ähnliche Deutungen geben.

Nach Emissionsspektren des Chlors im sichtbaren Spektralbereich haben Narayan und Gunnaya [136], Ludlam und West [166], Ludlam [244] und Ota und Ushida gesucht, doch alle diese Arbeiten, abgesehen von Ludlam und West, bringen keine sicheren Resultate, weil sie zum Teil mit zu kleiner Dispersion gearbeitet und anderseits Banden von Verunreinigungen gemessen haben. Ludlam und West erhalten im wesentlichen zwei kontinuierliche Spektren bei 320 und 265 m μ mit scharfen langwelligen Grenzen in Teslaentladungen. Der aus der kurzwelligen Grenze berechnete Wert für die Dissoziationswärme (107.3 cal) stimmt mit dem aus Kristallstrukturen errechneten Wert gut überein.

HCl-Banden. Spektren des neutralen HCl-Moleküls sind bisher nur im ultraroten Spektralbereich gefunden worden und dort wegen ihrer großen Intensität, der Einfachheit ihrer Struktur und der Möglichkeit des spektroskopischen Isotopennachweises sehr oft und sehr eingehend untersucht worden. Schon Rubens und v. Wartenberg [115] stellten fest, daß Salzsäuregas im langwelligen Ultrarot absorbiert. Czerny hat dann in mehreren Arbeiten [158, 197, 198] das reine Rotationsspektrum ausgemessen und gedeutet. Die von ihm angegebenen Wellenlängen maximaler Absorption sind in der folgenden Tabelle enthalten:

Wellenlängen in μ	ν in cm^{-1}
120.00	83.03
(96).00	(104.1)
80.45	124.30
68.95	145.03

Wellenlängen in μ	ν in cm^{-1}
60.40	165.57
53.83	185.77
48.49	206.24
44.15	226.50

Aus der Folge der Schwingungszahlen erkennt man, daß es sich um eine äquidistante Linienfolge handelt, deren Abstand $\Delta\nu$ nach der Theorie gleich $\frac{h}{4\pi^2 A}$ ist, worin h das Plancksche Wirkungsquantum und A das Trägheitsmoment des HCl-Moleküls bedeuten. Diese Formel gilt allerdings nur angenähert. Zu einer genaueren Darstellung muß man auf die vollständigen Formeln für den rotierenden Oszillator zurückgreifen, die Schaefer und Matossi (Das ultrarote Spektrum, Springer, Berlin 1930, p. 182) für das Rotationsspektrum spezialisieren und damit sowohl nach der Bohrschen Theorie als auch nach der Quantenmechanik die folgenden Trägheitsmomente und Molekülradien berechnen:

Bohrsche Theorie	Quantenmechanik
$A \cdot 10^{40} = 2.656$	$A \cdot 10^{40} = 2.617$
$r_0 \cdot 10^8 = 1.282$	$r_0 \cdot 10^8 = 1.273$

Die bereits in Band VII p. 247—248 dieses Handbuches erwähnten Untersuchungen des Rotationsschwingungsspektrums von HCl, vorzugsweise der Grundbande bei 3.5 μ und der ersten Oberschwingung bei 1.78 μ, sind seit dem Jahre 1921 durch eine große Anzahl experimenteller und theoretischer Arbeiten ergänzt worden.

Schaefer und Thomas [125] finden gelegentlich einer Durchsuchung der ultraroten Absorptionsspektren auf Oberschwingungen bei 1.190 μ eine schwache Bande, die der theoretisch berechneten Duodezime der Grundbande bei 3.46 μ entspricht. Colby, Meyer und Bronk [131], Meyer und Levin [249] und Lowry [145] befassen sich mit neuer Messung der Rotationsschwingungsbanden. Die Untersuchung von Meyer und Levin [249] ist zweifellos die exakteste, da sie mit sehr engem Spalt gearbeitet hat. Es gelingt, die den Isotopen Cl^{35} und Cl^{37} zugehörigen Absorptionsmaxima sowohl in der ersten Oberschwingung, wo dies natürlich einfacher ist, als auch in der Grundbande sehr deutlich zu trennen, während Randall und Imes [101 und 98] wegen des geringeren Auflösungsvermögens ihrer Apparatur es nur in der Oberschwingung bei 1.76 μ vermochten. Becker [261] konnte sogar in der von Meyer und Levin gegebenen Meßkurve der Bande bei 1.7 μ seine Vermutung, daß es noch ein drittes Chlorisotop Cl^{39} gebe, durch Auffinden entsprechender Nebenmaxima bestätigen. Daraufhin haben dann Hettner und Böhme [288, 289] mit einer ganz anderen hochempfindlichen Ultrarotapparatur diese Bande nochmals ganz exakt durchgemessen und tatsächlich das Vorhandensein eines dritten Chlorisotops Cl^{39} bestätigen können. Die Beobachtungen von Meyer und Levin [249] lassen sich nach Colby [231] durch folgende Gleichungen darstellen:

$$HCl^{35} \quad \nu_1 = 2885.88 + 20562 \text{ m} - 0.3030 \text{ m}^2 - 0.0020 \text{ m}^3$$
$$HCl^{37} \quad \nu_1 = 2883.84 + 20536 \text{ m} - 0.3022 \text{ m}^2 - 0.0020 \text{ m}^3$$
$$HCl^{35} \quad \nu_2 = 5667.96 + 20291 \text{ m} - 0.6028 \text{ m}^2 - 0.0025 \text{ m}^3$$
$$HCl^{37} \quad \nu_2 = 5663.97 + 20259 \text{ m} - 0.6029 \text{ m}^2 - 0.0022 \text{ m}^3$$

Daraus folgt für ν_2 ein Dublettabstand von etwa 4 cm^{-1}, der durch die beiden Isotopen Cl^{35} und Cl^{37} bedingt ist, weil die beiden Rotationsschwingungsbanden um $\Delta\nu = \nu \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{1}{35} - \frac{1}{37}\right)$ gegeneinander verschoben sind. Die für die Intensitäten der beiden Komponenten beobachteten Werte (1 : 3) stimmen mit dem nach dem Mengenverhältnis der Isotopen zu erwartenden überein. Ferner berechnet Colby aus den Werten für die Banden bei 3.5 μ und 1.7 μ folgende Molekülkonstanten, die mit den für einen rotierenden Dipol mit Hilfe der Wellenmechanik berechneten übereinstimmen:

	berechnet aus der Bande			
	bei 3.5 μ von Cl^{35}	1.7 μ von Cl^{35}	3.5 μ von Cl^{37}	1.7 μ von Cl^{37}
Trägheitsmom. $J \cdot 10^{40}$	2.6126	2.6092	2.6161	2.6132
Molekülradius $r_0 \cdot 10^8$	1.2765	1.2757	1.2764	1.2757

Die weiteren Arbeiten [130, 141] führen Colby zur halbzahligen Numerierung der Laufzahlen, die auch aus allgemeinen quantentheoretischen Gründen richtig zu sein scheint.

Spence und Holley [127, 138] untersuchen die Intensitätsverteilung in der Bande bei 3.5 μ bei + 20° C und — 70° C und finden entgegen der Erwartung, daß

bei der niedrigeren Temperatur die in der Mitte der Bande gelegenen Linien relativ mehr geschwächt werden als diejenigen mit höheren Quantenzahlen.

Bourgin und Kemble [175], Badger [190] und Dunham [235, 266] stellen Intensitätsmessungen in den HCl-Absorptionsbanden an, um theoretische Voraussagen zu prüfen. Abgesehen von Badger, der zwischen 70 und 110 μ absolute Absorptionsmessungen macht, beziehen sich die Untersuchungen auf die Banden bei 3.5 und 1.7 μ. H. Becker [260], G. Becker [152] und Kussmann [219] arbeiten über Druckabhängigkeit der HCl-Absorption, und zwar untersuchen H. und G. Becker in den Banden bei 1.7 bzw. 3.4 μ, während Kussmann die Verbreiterung langwelliger Rotationslinien durch Zusatz verschiedener indifferenter Fremdgase berichtet und zu dem Schluß kommt, daß eine Verbreiterung durch intermolekularen Starkeffekt nur von untergeordneter Bedeutung ist, während in erster Linie eine Lorentzsche Stoßdämpfung als Ursache der Verbreiterung anzusehen sei. Hicks und Mitchell [177] entnehmen den Rotationsschwingungsbanden des HCl die Daten für die Bestimmung der spezifischen Wärme und erzielen eine Genauigkeit bis auf 4 Dezimalen zwischen 50 und 400° C. Barton [191], Barker und Duffendack [151] ermitteln das Ionisationspotential des HCl-Moleküls zu 13.8 bzw. 14 Volt, während Mohler [168] und Kemble [179] für die Dissoziationsarbeit 13.7 bzw. 10—11 Volt angeben, wobei der Wert 13.7 der richtigere zu sein scheint, da er mit dem von Born auf Grund der Gittertheorie errechneten übereinstimmt.

Endlich sind noch die rein theoretischen Arbeiten von Bell [140], Kemble [164], Deslandres [159], Loeb [183], Bourgin [195, 207], Dennison [213] und Hutchinson [218] zu erwähnen, auf die wir hier im einzelnen nicht eingehen wollen.

HCl ist außerdem noch im flüssigen und festen Zustande auf Absorption hin untersucht worden. Scheibe [253] findet, daß die von ihm gefundenen schmalen Absorptionsstreifen verdünnter Salzsäure der Trennung eines Elektrons vom Halogenatom zuzuschreiben sind, und Tréhin [280, 295] beobachtet, daß bei bestimmtem Druck die Absorption wässeriger HCl-Lösung innerhalb eines gewissen Bereiches der langen Wellen völlig gleichmäßig größer wird, während sich im Ultravioletten unterhalb 2320 Å ein von der Konzentration abhängiges Maximum befindet. Die ferner hierher gehörende Arbeit von Salant und West [293] bringt die Frequenzdifferenz zwischen dem Absorptionsmaximum des flüssigen und gasförmigen HCl gleich 125 cm^{-1} sowie daran angeknüpfte Berechnungen von Schwingungskonstanten.

Hettner [287] untersucht bei der Temperatur der flüssigen Luft feste Salzsäure, im Spektralgebiet 3 bis 4 μ und findet eine Doppelbande, die einer nicht aufgelösten Rotationsschwingungsbande gleicht. Ihr Maximum liegt bei 3.6 und 3.7 μ, ist also gegen die entsprechende Bande des HCl-Gases bei 3.4 und 3.55 μ nur wenig nach Rot verschoben, woraus hervorgeht, daß die HCl-Moleküle im HCl-Gitter als solche erhalten bleiben und noch derselben Schwingungen fähig sind, wie im gasförmigen Zustande. Das aus der Doppelbande des festen HCl berechnete Trägheitsmoment stimmt daher natürlich auch mit dem für gasförmiges HCl berechneten überein. Da die Banden des festen HCl trotz genügender Dispersion nicht aufgelöst erscheinen, dürften die Rotationsniveaus unscharf sein. Hettner teilt ferner in dieser Arbeit mit, daß er auch für flüssiges HCl eine Bande bei 3.61 μ gefunden hat, worüber noch Näheres berichtet werden soll.

Weiter sind interessante Versuche gemacht worden, HCl-Banden in Emission zu erhalten. Doch läßt sich darüber heute wohl schon mit Bestimmtheit sagen, daß nicht das neutrale HCl-Molekül, sondern das einfach ionisierte HCl^+ als Strahler in Frage kommt. Gleu [176] läßt HCl-Gas bei 2 mm Druck aus einer Kapillaren in ein auf 400° C erhitztes weiteres Quarzrohr strömen und beobachtet dabei 4 rote Bandengruppen, die vorher nicht bekannt waren. Sie sind wahrscheinlich einem Molekül aus N- und Cl-Atomen zuzuschreiben, während das HCl-Zerfallsleuchten intensiv ultraviolett strahlt und wahrscheinlich mit dem von Angerer [121] entdeckten kontinuierlichen Cl_2-Spektrum mit den Hauptmaxima bei 3060 und 2570 Å identisch ist. Ludlam, Reid und Sontar [244] beobachten in der HCl-Wasserstofflamme einen weißen Kern und bläulichen Mantel. Der Kern läßt sich vielleicht als Wiedervereinigungsleuchten dissoziierter Moleküle deuten, während die bläuliche Hülle sich dem Schwefel zugehörig erweist, der als Verunreinigung in der Flamme enthalten war. Brice und Jenkins [229, 230] untersuchen das an den Elektroden eines Entladungsrohres mit strömendem HCl-Gas bei 1 mm Druck auftretende grüne Leuchten und finden außer H-Linien und Funkenlinien von Cl und Pt ein Bandensystem zwischen λ 3966 und 2830, das wahrscheinlich dem HCl^+-Molekül zuzuordnen ist, weil es die Struktur eines $^2\Sigma \rightarrow {^2\Pi}$-Systems besitzt. Die Dublettaufspaltung beträgt 663 cm^{-1} und die Bandenköpfe lassen sich durch folgende Formel erfassen: $\nu = \begin{Bmatrix} 28446 \\ 27783 \end{Bmatrix} + 1561\,p - 36.3\,p^2 - 2569\,n$, wobei die beobachteten (p, n)-Werte sind: (—1.0); (0.0); (1.0); (2.0); (3.0); (4.0); (5.0); (0.1); (3.1). Kulp [271, 272, 273] erhält das von Brice und Jenkins gefundene violette Bandensystem des einfach ionisierten HCl-Moleküls im Geißlerrohr mit strömendem HCl-Gas bei 6 mm Druck und photographiert zwischen 2800 bis 4400 Å mit einer Dispersion von 2—5 Å/mm. Alle Banden sind nach Rot abschattiert und infolge des Isotopieeffektes doppelt. Ferner beobachtet er zwei Kontinua, deren Maxima bei 3000 und 2600 Å liegen. Das ganze Spektrum besteht aus Dublettsystemen mit je sechs Zweigen und einem Dublettabstand von 644 cm^{-1}. Er diskutiert weiter die Intensitätsverhältnisse und ordnet die Banden in folgendes Nulllinienschema ein:

v′ \ v″	0	1
0	27773 28416	25205 25847
1	29300 29944	— —
2	30751 31395	— —
3	32198 32856	— —
4	33547 34205	— —
5	34835 35493	— —

Nach der Formel $B = \frac{h}{8\pi^2 c J}$ berechnet er ferner das Trägheitsmoment J und den Kernabstand r im angeregten Σ^0-Term und normalen Π^0-Zustand zu:

$$J_{\Sigma^0} = 3.80 \cdot 10^{-40} \text{ g cm}^2; \quad r_\Sigma = 1.54 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$
$$J_{\Pi_{-\frac{1}{2}}} = 2.78; \quad r_{\Pi_{-\frac{1}{2}}} = 1.32$$
$$J_{\Pi_{+\frac{1}{2}}} = 2.87; \quad r_{\Pi_{+\frac{1}{2}}} = 1.34$$

Von den übrigen Verbindungsspektren des Chlors sei hier zunächst das des **Chlordioxyds** erwähnt, das zum erstenmal im sichtbaren Spektralbereich von Käbitz (Diss. Bonn 1905) gemessen und später von Mayer [148] theoretisch diskutiert wurde. In neuerer und neuester Zeit ist dieses Absorptionsspektrum von Urey und Johnston [296], Goodeve und Stein [239] sowie von Finkelnburg und Schumacher [284] nochmal zwischen 2000 und 6000 Å. ausgemessen worden. Urey und Johnston haben [134] Absorptionsbanden mittels Hilgerspektrographen zwischen 5042 und 3226 mit einer Genauigkeit von 0.7 Å oder 3—6 cm^{-1} gemessen, die sich durch folgende Formeln darstellen lassen:

$$\nu = 19795.4 + 719.34\,(v_1' + \tfrac{1}{2}) - 2.817\,(v_1' + \tfrac{1}{2})^2 + 304.82\,(v_2' + \tfrac{1}{2}) - 2.487(v_2' + \tfrac{1}{2})^2 - 4.892\,(v_1' + \tfrac{1}{2})\,(v_2' + \tfrac{1}{2}) - \nu_1',$$

worin $\nu' = 0$; 528.8; 727.0; 857.7 und 1471.3 cm^{-1} zu setzen ist. Für die Isotopieverschiebungen geben sie folgende Formeln an: $\nu_{35} - \nu_{37} = 5.37\ (v_1' + \tfrac{1}{2}) + 0.80\ (v_2' + \tfrac{1}{2}) - 14.4$, wenn $\nu'' = 526.2$ ist und $\nu_{35} - \nu_{37} = 5{,}37\ (v_1' + \tfrac{1}{2}) + 0.80\ (v_2' + \tfrac{1}{2}) - 11.2$, wenn $\nu'' = 0$ ist. Goodeve und Stein behaupten zwar, ihre Messungen zwischen 2200 und 6200 Å seien bis auf Fehler weniger Schwingungszahlen reproduzierbar, doch einige Werte, vor allem im fernen Ultraviolett, differierten bis zu 15 cm^{-1}. Finkelnburg und Schumacher haben nach ihren Angaben im Sichtbaren bis auf ± 0.05 Å und im fernen Ultraviolett bis auf ± 0.5 Å genau gemessen, was von Urey und Johnston wohl fälschlich bezweifelt wird. Finkelnburg und Schumacher photographieren an einem 2-m-Gitter in dritter Ordnung und finden in dem bei 5225 Å beginnenden Spektrum zunächst Feinstruktur in den Banden, die aber bei 3750 Å infolge von Prädissoziation von ClO_2 in ClO + 0 verschwindet. Unterhalb 3200 Å werden auch die Bandenkanten unscharf. Aus dem Verlauf der Banden extrapolieren sie graphisch eine Konvergenzstelle bei 2560 Å, woraus sich die Dissoziationsenergie des ClO zu 45 ± 5 kcal berechnet. Ferner diskutieren die Verfasser die möglichen Strukturformeln des ClO_2, seine Bindungsverhältnisse und sein photochemisches Verhalten.

Die hier erwähnten Messungen sind in der folgenden Tab. zusammengestellt; die Wellenzahlen sind abgesehen von denjenigen von Goodeve und Stein auf das Vakuum reduziert.

Zum Schlusse der Betrachtungen über Cl-Molekülspektren seien noch die Arbeiten von Bodenstein und Kistiakowski [154], Goodeve und Wallace [270] und von Finkelnburg, Schumacher und Stieger [285] über Spektren des **Chlormonoxyds** erwähnt, während die noch ausstehenden Besprechungen der Spektren organischer Chlorverbindungen hier nicht behandelt werden sollen. Bodenstein und Kistiakowsky stellen kontinuierliche Absorption des Cl_2O fest, wofür Goodeve und Wal-

Tabelle der ClO_2-Banden in cm^{-1} nach Urey und Johnston [296].

Urey u. Johnston [296]	Goodeve u. Stein [239]	Finkelnburg u. Schumacher [284]
—	19140	19134.1
—	19423	19424.4
—	19635	19625.4
19831.9	19848	19841.7
—	19900	—
20070.2	20079	—
20080.2	—	20081.5
20125.8	20130	20130.4
20185.3	—	—
20332.7	20341	—
20359.8	20368	—
20368.4	—	20369.9
20542.3	20548	—
20569.4	20574	—
20574.2	—	20572.7
20782.1	20786	20778.8
20785.9	—	—
20825.1	20835	—
21014.2	21023	21016.4
21064.6	21070	21064.1
21275.8	21283	21276.2
21307.7	21310	21305.4
21479.8	21483	21480.4
21716.8	—	—
21724.8	21733	21724.3
21760.6	21769	21761.2
21842.2	21849	—
21979.1	21980	—
22009.7	22016	22010.3
22172.3	22178	22173.7
22369.4	—	—
22426.4	22437	22425.4
22449.2	22457	22450.2
22536.2	22542	22537.0
22590.9	22580	22598.7
—	22675	—
22703.2	22703	—
22706.4	22711	22706.3
22860.6	22856	22860.7
22873.2	22869	22875.0
23029.2	—	—
23107.6	23116	—
23120.5	23124	23119.2
23140.5	—	—
23221.7	23225	—
23280.5	23277	23281.7
23382.2	23391	—
23395.7	23402	23395.8
23548.6	23556	23553.0
23789.7	23796	—
23806.3	23812	23813.8
23902.0	23904	—
23938.2	23944	—
23959.1	23967	—
24058.6	24062	—
24078.2	24084	24079.3
24169.6	—	—
24227.7	24232	24228.3
—	—	24241.0
24463.9	24471	—
24488.1	24495	24488.4
24610.9	—	—
24635.8	24641	24636.8
24709.7	—	—
24732.2	24738	—
24757.2	24763	24757.1
24899.1	24904	24907.4
—	24986	—
25116.3	—	—
25132.8	25141	—
25163.9	25170	25164.2
25238.7	—	—
25274.6	25284	—
25307.0	25313	25307.5
25397.8	25397	—
25428.0	25436	25428.0
25536.9	25544	—
25569.2	25575	25571.4
—	25656	—
25769.9	—	—
25799.7	25810	—
25834.2	25843	25835.4
25903.4	—	—
25916.5	—	—
25936.2	25948	—
25972.1	25979	25973.6
26029.9	—	—
26059.5	26065	—
26094.4	26107	26095.4
26151.9	—	—
26195.5	26208	—
26230.7	26242	26232.2
26303.4	26306	26310.6
26459.4	—	—
26500.4	26503	26504.9
26549.5	—	—

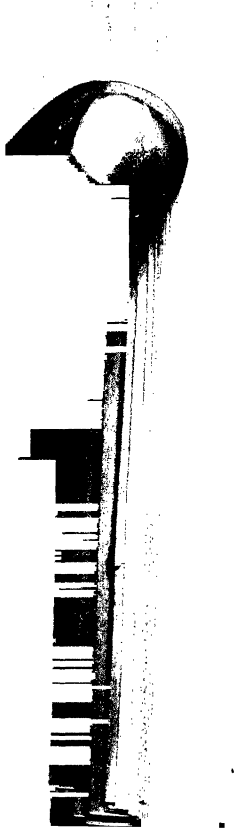
Urey u. Johnston [296]	Goodeve u. Stein [239]	Finkelnburg u. Schumacher [284]
26591.4	—	—
26633.5	26648	26635.8
26664.0	—	—
26686.5	—	—
26715.5	—	—
26756.0	26764	26757.4
26843.5	26860	—
26875.8	—	—
26887.0	26900	26888.6
26963.8	26971	26967.2
27117.4	—	—
27162.3	27163	—
27240.2	—	—
27288.6	27302	27293.2
27368.6	27377	—
27412.9	27424	27414.9
—	27507	—
27525.0	—	—
27536.6	27550	27540.4
27625.2	27623	27618.5
27761.5	27772	—
27815.7	27821	—
27829.7	—	—
27883.1	—	—
27939.0	27956	27946.7
—	28021	—
28037.3	—	—
28063.0	28079	28065.1
—	28148	—
28172.8	28194	28186.0
28415.0	28424	—
28470.7	28475	—
28523.5	—	—
28583.7	28603	28590.2
28704.5	28724	28713.8
28762.8	—	—
28843.9	28840	—
29112.4	29114	—
29170.1	—	—
29223.8	29236	29229.3
—	29304	—
29346.0	29365	29351.8
29685.1	29686	—
29748.7	29745	—
29843.0	29858	29850.5
—	29900	—
—	29936	—
29980.9	29996	29982.2
—	—	30153
—	30307	—
30375.3	30377	30380
—	30400	—
30435.6	30477	—
—	30529	—
30570.9	—	—
—	30613	—
—	30976	—
30989.3	31014	30996
—	31142	—
—	31218	—
—	31539	—
—	31619	31601
—	31749	—
—	31847	—
—	32202	32190
—	32779	32768
—	33336	33330
—	33761	—
—	33877	33848
—	34238	—
—	34341	34346
—	34746	—
—	34855	34841
—	—	35288
—	35370	—
—	35840	35805
—	36260	—
—	—	36321
—	36700	—
—	37106	—
—	37509	—
—	37922	—

lace im Bereich 6200 bis 3200 Å den Verlauf der Extinktionskoeffizienten messen, und Absorptionsmaxima bei 5800 und 4300 Å, sowie ein breites Absorptionsband zwischen 3000 und 2500 Å finden. Sie ordnen die Maxima den verschiedenen Dissoziationsmöglichkeiten des Cl_2O-Moleküls zu. Finkelnburg, Schumacher und Stieger untersuchen das Absorptionsspektrum von reinem strömenden Cl_2O bei verschiedenen Konzentrationen und 600 bis 10 mm Quecksilberdruck mit einem großen Dreiprismenapparat von

Steinheil. Sie erhalten ein rein kontinuierliches Spektrum, das bei 6600 Å beginnt und deutliche Maxima bei 6250, 5300, 4100 und 2560 Å besitzt, wovon das letzte besonders breit und intensiv ist. Ferner bestimmen sie den Verlauf der Absorptionskoeffizienten über das ganze Gebiet nach einer photographischen Methode und diskutieren eingehend die Deutung des Spektrums. Das Einsetzen der Absorption schreiben sie dem Zerfall in Cl + ClO zu, wobei das Cl-Atom wahrscheinlich angeregt ist, und die Maxima bei 5300 und 4100 dem gleichen Zerfall, aber in verschiedenen Anregungsstufen. Das starke Maximum bei 2560 Å wird dagegen als dem Zerfall des Moleküls in Cl + Cl + O zugehörig betrachtet. Weiter wird der Zerfalls- und Reaktionsmechanismus eingehend diskutiert, worauf wir hier nicht näher eingehen können.

Ramaneffekt. Bhagavantam [262] und Dadieu und Kohlrausch [265] finden übereinstimmend für Chlor (verflüssigt) die Ramanfrequenz $\Delta\nu = 556$.

Wood [257, 258, 259, 281] und Salant und Sandow [292] erhalten als Ramanfrequenz für gasförmiges HCl $\Delta\nu = 2886$, die der ultraroten Grundschwingung bei 3.5 μ zu entsprechen scheint, während Daure [232], Salant [252] und Salant und Sandow [251, 292] eine Ramanschwingung das flüssigen HCl zu 2800 cm^{-1} bestimmen, die vielleicht den von Hettner [287] bei 3.6 μ gefundenen ultraroten Banden entspricht. Weiter berichten über Ramaneffektuntersuchungen an Salzsäurelösungen Carelli, Pringsheim und Rosen [212] und Woodward [297]. Ferner seien hier noch Arbeiten von Bonino [228], Dieke [234] und Hill und Kemble [240, 241] erwähnt, die überwiegend theoretischer Natur sind.



Kobalt (Co = 58.94, Z = 27).

Literatur.

[104] P. W. Merrill, The behavior of spectral lines at the positive pole of the metallic arc. Astroph. J. **56** p. 475—482 (1922).

[105] M. Kimura and G. Nakamura, The broadening of spectral lines caused by increased current density and their Stark effects. Jap. J. of Phys. **2** p. 61—75 (1923).

[106] E. v. Angerer und G. Joos, Die Absorptionsspektren der Elemente der Eisengruppe. Ann. d. Phys. (4) **74** p. 743—756 (1924).

[107] R. Hill and O. R. Howell, Crystal structure and absorption spectra. The cobaltous components. Phil. Mag. (6) **48** p. 833—847 (1924).

[108] E. O. Hulburt, The ultra-violet absorption spectra of the spark in water between metallic electrodes. Phys. Rev. (2) **23** p. 108—109 (1924).

[109] E. O. Hulburt, The absorption lines in the spectrum of the metallic spark in water. Phys. Rev. (2) **24** p. 129—133 (1924).

[110] M. Kimura and G. Nakamura, A classification of enhanced lines of various elements. Jap. J. of Phys. **3** p. 197—215 (1924).

[110a] K. Lang, Messung von Röntgennormalen. Ann. d. Phys. (4) **75** p. 489—512 (1924).

[111] R. J. Lang, On the ultra-violet spark spectra of some of the elements. Phil. Trans. **A. 224** p. 371—419 (1924).

[112] M. Levi, On the characteristic X-rays from light elements. Trans. Canada (3) **18** III p. 159—176 (1924).

[113] H. Nagaoka and Y. Sugiura, Distribution of the electric field in metal arcs and the Stark effect observed in arcs of silver, copper, magnesium, chromium, nickel, cobalt, iron, and ten other metals. Jap. J. of Phys. **3** p. 45—73 (1924).

[114] M. Siegbahn and B. B. Ray, On the irregularity of the K_α doublets in the elements of lower atomic number. The spark lines of copper. Ark. f. Mat., Astr. och Fys. **18** Heft 19 (1924).

[115] M. Siegbahn und R. Thoraeus, Eine Erweiterung des röntgenspektroskopischen Gebietes. Ark. f. Mat., Astr. och Fys. **18** Heft 24 (1924).

[116] F. M. Walters, Regularities in the arc spectrum of cobalt. J. Washington Acad. **14** p. 407—412 (1924).

[117] L. et E. Bloch, Nouvelles recherches sur quelques spectres d'étincelle dans la région de Schumann. J. de phys. (6) **6** p. 105—120 (1925).

[118] M. C. W. Buffam and H. J. C. Ireton, The under-water spark spectrum of a number of elements. Trans. Canada (3) **19** III p. 113—118 (1925).

[119] M. A. Catalán, Über spektrale Gesetzmäßigkeiten bei den Atomen der Eisenreihe. Münchner Ber. **1925** p. 15—22.

[120] M. A. Catalán und K. Bechert, Die Struktur des Kobaltspektrums. Zs. f. Phys. **32** p. 336—369 (1925).

[121] M. A. Catalán y K. Bechert, La estructura del espectro del cobalto neutro. An. Soc. Españ. Fís. y Quim. **23** p. 304—342 (1925).

[122] M. A. Catalán, La estructura de los espectros de los elementos de la serie del hierro en el sístema periodico. An. Soc. Españ. Fís. y Quim. **23** p. 395—408 (1925).

[123] J. C. McLennan and A. B. McLay, Absorption spectra of various elements in the ultraviolet. Trans. Canada (3) **19** III p. 89—111 (1925).

[124] A. E. Ruark and R. L. Chenault, Fine structures of spectrum lines. Phil. Mag. (6) **50** p. 937—956 (1925).

[125] H. N. Russell, A list of ultimate and penultimate lines of astrophysical interest. Astroph. J. **61** p. 223—283 (1925).

[126] Ch. Thomas, Soft X-rays from cobalt, nickel, and copper. Phys. Rev. (2) **25** p. 883 (1925).

[127] Ch. Thomas, Soft X-rays from iron, cobalt, nickel and copper. Phys. Rev. (2) **26** p. 739—748 (1925).

[128] U. Andrewes, A. C. Davies, and F. Horton, The soft X-ray absorption limits of certain elements. Proc. Roy. Soc. **A. 110** p. 64—90 (1926).

[129] A. C. Davies and F. Horton, Critical potentials and X-ray term values. Phil. Mag. (7) **2** p. 1253—1263 (1926).

[130] O. Laporte, Über die Grundterme der Spektren der ersten und zweiten großen Periode. Zs. f. Phys. **39** p. 123—129 (1926).

[131] J. C. McLennan and R. F. B. Cooley, Note on the ultra-violet absorption spectra of nickel, cobalt, and tellurium. Trans. Canada (3) **20** III p. 349—353 (1926).

[132] N. K. Sur and K. Majumdar, On the absorption spectra of aluminium and cobalt. Phil. Mag. (7) **1** p. 451—462 (1926).

[133] R. Thoraeus, The X-ray spectra of the lower elements. Part I. Phil. Mag. (7) **1** p. 312—321 (1926).

[134] R. Thoraeus, The X-ray spectra of the lower elements. Part II. Phil. Mag. (7) **2** p. 1007—1018 (1926).

[135] F. de Boer, Mesures précises des spectres d'absorption du cobalt et de ses combinations dans la région K des rayons X. (Zitiert im J. de Phys. [6] **8** p. 1415 [1927] ohne nähere Angaben.)

[136] M. A. Catalán, Estructura del espectro de cobalto I (2ª parte). An. Soc. Españ. Fís. y Quim. **25** p. 518—548 (1927).

[137] C. R. Davidson and F. J. M. Stratton, Multiplets of the nickel and cobalt arc spectra in the chromospheric spectrum. Monthl. Not. **87** p. 739—747 (1927).

[138] W. F. Meggers and F. M. Walters, Absorption spectra of iron, cobalt and nickel. Phys. Rev. (2) **29** p. 358—359 (1927).

[139] W. F. Meggers and F. M. Walters, Absorption spectra of iron, cobalt and nickel. Scient. papers Bur. of Stand. No 551 (1927); Vol. **22** p. 205—226 (1927).

[140] H. Nagaoka, D. Nukiyama, and T. Futugami, Instantaneous spectrograms of iron, cobalt, and nickel. Proc. Imp. Acad. Tokyo **3** p. 392—397 (1927).

[141] G. Ortner, Die K_β-Linien der Elemente der Eisenreihe. Wiener Anz. **1927** p. 83—84 Nr. 12.

[142] H. N. Russell, Related lines in the spectra of the elements of the iron group. Astroph. J. **66** p. 184—216 (1927).

[143] H. N. Russell, Series and ionization potentials of the elements of the iron group. Astroph. J. **66** p. 233—255 (1927).

[144] N. Seljakow, A. Krasnikow, T. Stellezky, Die Struktur der Linien K_α der Elemente Cu bis Ca. Zs. f. Phys. **45** p. 548—556 (1927).

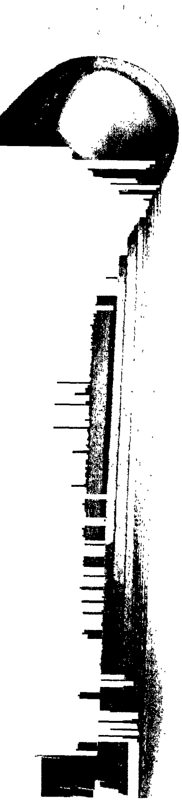
[145] A. W. Smith and M. Muskat, The absorption spectra of Ga, In, Mn, Cr, Ni, and Co in under-water sparks. Phys. Rev. (2) **29** p. 663—672 (1927).

[146] N. K. Sur, On the origin of terms of the spectrum of cobalt. Phil. Mag. (7) **4** p. 36—49 (1927).

[147] W. R. Brode, The analysis of the absorption spectrum of cobalt chloride in concentrated hydrochloric acid. Proc. Roy. Soc. **A. 118** p. 286—295 (1928).

[148] W. R. Brode and R. A. Morton, The absorption spectra of solutions of cobalt chloride, cobalt bromide, and cobalt iodide in concentrated hydrochloric, hydrobromic and hydroiodic acids. Proc. Roy. Soc. **A. 120** p. 21—33 (1928).

[149] M. A. Catalán, Die Struktur des Kobaltspektrums II. Teil. Zs. f. Phys. **47** p. 89—113 (1928).



[150] S. Eriksson, Präzisionsmessungen in der K-Serie der Elemente Chrom bis Nickel. Zs. f. Phys. **48** p. 360—369 (1928).

[151] W. F. Meggers, Multiplets in the Co II spectrum. J. Washington Acad. **18** p. 325—330 (1928).

[152] M. A. Catalán, Estructura del espectro del cobalto (3ª parte). An. Soc. Españ. Fís. y Quim. **27** p. 832—845 (1929).

[153] V. Dolejšek and H. Filčáková, The complexity of the K line of X-ray spectra. Nature **123** p. 412—413 (1929).

[154] V. Dolejšek et K. Pestrecov, Sur l'allure des valeurs des discontinuités d'absorption K des corps simples. C. R. **188** p. 164—166 (1929).

[155] C. E. Howe, Wave-length measurements of L lines (Zn to Ca). Phys. Rev. (2) **33** p. 1088 (1929).

[156] G. Kellström, Undersökning av L-serien hos elementen 29 Cu—20 Ca medelst plangitterspektrograf. Fysisk Tidskr. **27** p. 145—148 (1929).

[157] G. Kellström, Wellenlängenbestimmung in der L-Reihe der Elemente. 29 Cu bis 20 Ca mit Plangitterspektrograph. Zs. f. Phys. **58** p. 511—518 (1929).

[158] H. Th. Meyer, Über die Intensität der K-Linien des Röntgenspektrums in Abhängigkeit von der Ordnungszahl. Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konzern **7**, 2. Heft, p. 108—162 (1929).

[159] P. Vaillant, Sur le spectre d'absorption de $CoCl_2$ et ses variations. C. R. **189** p. 747—749 (1929).

[160] H. Beuthe, Über neue schwache Linien in der K-Serie der Elemente V bis Y. Zs. f. Phys. **60** p. 603—616 (1930).

[161] T. Bouma, Intensiteitsmetingen in het Nikkel- en Cobaltspectrum. Proefschrift Utrecht 1930.

[162] I. H. Findlay, Spark spectrum of cobalt, Co II. Phys. Rev. (2) **36** p. 5—12 (1930).

[163] C. E. Howe, The L series spectra of the elements from calcium to zink. Phys. Rev. (2) **35** p. 717—725 (1930).

[164] A. Karlsson, Die Gitterkonstante hochmolekularer gesättigter Fettsäuren nebst den Röntgenspektren innerhalb der K- und L-Reihen bei einigen niedrigeren Elementen. Ark. f. Mat., Astr. och Fys. **22** No 9 (1930).

[165] S. Kawata, Satellites of the K_β-line of elements from Fe to Zn. Mem. Coll. Kyoto (A) **13** p. 383—387 (1930).

[166] Ben Kievit jr. and G. A. Lindsay, Fine structure in K X-ray absorption spectra. Phys. Rev. (2) **35** p. 292 (1930).

[167] Ben Kievit and G. A. Lindsay, Fine structure in the X-ray absorption spectra of the K-series of the elements calcium to gallium. Phys. Rev. (2) **36** p. 648—664 (1930).

[168] L. S. Ornstein and T. Bouma, Intensity measurements in the spectrum of nickel and cobalt. Phys. Rev. (2) **36** p. 679—693 (1930).

[169] P. Vaillant, Sur l'absorption des sels de cobalt en solutions concentrées. C. R. **190** p. 170—172 (1930).

[170] J. Valasek, The fine structure of certain X-ray emission lines. Phys. Rev. (2) **36** p. 1523—1530 (1930).

[171] M. Châtelet-Lavollay, Spectres d'absorption comparés de sels complexes de chrome et de cobalt trivalents. C. R. **193** p. 30 (1931).

[172] H. T. Gilroy, A study of the vanadium I isoelectronic sequence. Phys. Rev. (2) **37** p. 1704 (1931).

[173] H. T. Gilroy, Certain spectra in the vanadium I isoelectronic sequence. Phys. Rev. (2) **38** p. 2217—2233 (1931).

[174] W. Kraemer, Beiträge zur Spektralanalyse mit Hilfe von empfindlichen in dem der Glasoptik zugänglichen Gebiet liegenden Linien. I. Zs. f. Elektrochem. **37** p. 862—874 (1931).

[175] R. Samuel, Absorptionsspektren komplexer Salze der Metalle Fe, Co, Ni, Pd, Pt (Beiträge zur Theorie der koordinativen Bindung I). Zs. f. Phys. **70** p. 43—73 (1931).

[176] M. Sawada, On the multiple structure in the X-ray absorption spectra of the metallic elements Cr, Mn, Fe, Co, Ni, and Cu. Mem. Coll. Kyoto **14** p. 229—250 (1931).

[177] P. Vaillant, Sur la constitution des solutions tirée des mesures d'absorption. C. R. **193** p. 654—656 (1931).

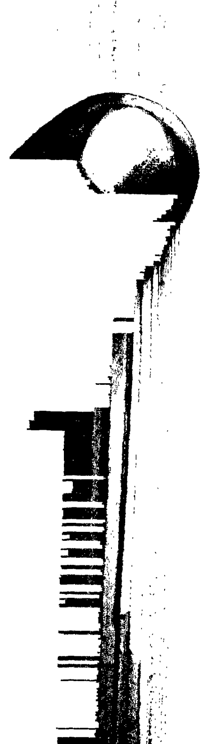
[178] M. A. Valouch, Über die Wellenlänge und Struktur der K-Absorptionskante von Kobalt. Coll. Trav. chim. Tchécoslavaquie **3** p. 205—215 (1931).

[179] W. Kraemer, Beiträge zur Spektralanalyse mit Hilfe von empfindlichen in dem der Glasoptik zugänglichen Gebiet liegenden Linien. II. Zs. f. Elektrochem. **38** p. 51—53 (1932).

[180] H. Vatter, Über das magnetische Verhalten des Kobaltatoms. Zs. f. Phys. **73** p. 260—272 (1932).

[181] H. Casper, Das Bogenspektrum des Kobalts im Gebiete 3300 bis 4700 ÅE. bei vermindertem und normalem Druck. Dissertation Bonn 1932.

[182] H. Slevogt, Über die Bogenspektra von Chrom, Mangan, Kobalt und Nickel im Rot und nahen Ultrarot. Dissertation Bonn 1932.



Für Kobalt lagen gute Messungen vor: im langwelligen Gebiet (λ 11453 bis λ 5515) von Meggers und Kiess [88], dann von Dhein [94] zwischen λ 7417 und λ 2590, endlich für noch kürzere Wellen von Krebs [83], Exner und Haschek [66], sowie von Piña de Rubies [86]. Zu diesen ist eine ganze Anzahl neuer Messungen hinzugekommen: Slevogt [182] mißt das Spektrum des Bogens zwischen Metallelektroden im Gebiet λ 8589 bis λ 6070; die Übereinstimmung mit Dhein und Krebs wie auch mit der früheren Messung von Stüting [46] ist stets befriedigend, während gegen Meggers und Kiess gelegentlich Differenzen von mehreren Hundertsteln ÅE auftreten. Ferner gibt Casper [181] gelegentlich einer Untersuchung der Druckverschiebung Wellenlängenmessungen für den Metallbogen (zwischen λ 4698 und λ 3287) in Luft, welche mit den Werten von Dhein, bisweilen auch mit den Ergebnissen von Krebs, vorzüglich übereinstimmen. Seine Messungen werden, ebenso wie die von Slevogt, in Tab. 3 mitgeteilt. Außerdem liegen für das Gebiet von λ 5000 bis λ 2000 Messungen des Funkenspektrums von Meggers und Findlay vor, die in Tab. 5 nach Findlay [162] aufgeführt sind.

Auch unsere Kenntnis des Schumanngebietes ist bereichert worden. Hierfür hatten die Brüder Bloch schon zwei Veröffentlichungen [76, 77] und [98, 99], zu denen sie eine dritte [117] hinzufügen, die von λ 1882 bis λ 1424 reicht; ein Vergleich mit der vorigen [99] zeigt sehr bedeutende Unterschiede. Sodann liegt jetzt eine früher nicht zugängliche Messung von Takamine und Nitta [85] aus dem Jahr 1917 vor, die recht unvollkommen ist, auch nur bis λ 1828 reicht. Endlich hat Lang [111] das Spektrum des hot spark zwischen λ 2066 und λ 342 gemessen, aber offenbar auch nur unvollkommen. Diese drei Messungen sind in Tab. 1 nebeneinander gestellt. Auch wenn man die Verschiedenheit der Lichtquellen berücksichtigt, sind sie merkwürdig verschieden, und die Unsicherheit bleibt sehr groß. Aus diesem Grunde wurde auch von einem Vergleich mit den Tabellen von Findlay (Tab. 5) und von Gilroy (Tab. 7) abgesehen, obwohl anscheinend beide verschiedene Linien mit Tab. 1 gemeinsam haben.

Wenn in Tab. 1 zwei Zahlen in dieselbe Zeile gesetzt sind, weil sie etwa gleich groß sind, so soll das nicht bedeuten, daß sie notwendig für Messungen derselben Linie gehalten werden.

Tabelle 1. Co, Kurze Wellen.

	Lang [111]	Takamine u. Nitta [85]
2066	6 1	—
61	5 3	—
34	3 1	—
25	4 1	—
08	0 1	—
1999	—	9.3 2
99	—	9.0 4
96	—	6.2 2
93	9 1	4.7 2
	—	3.3 2
90	—	0.8 2
89	1 1	9.0 3
86	—	6.5 3
84	8 1	4.3 2
83	—	3.2 2
80	3 1	0.3 2
79		9.1 4
78		8.0 2
76		6.3 3
74		4.2 5
72		2.0 2
71		1.1 3
69		9.6 5
68		8.3 2
66	3 1	—
62		2.8 4
60		0.6 3
58		8.6 2
56		6.7 6
55		5.3 5
54		4.3 4
53		3.4 3
52		2.4 2
51		1.3 2
50	1 1	0.5 1
49	—	9.8 6
49	—	9.4 1
48	—	8.5 1
46	—	6.2 1
44	—	4.8 1
43	—	3.7 2
42	—	2.0 1
41	4 1	1.6 2
40	—	0.2 8
39	—	9.4 2
37	—	7.0 1
36	8 1	6.6 4

	Lang [111]	Takamine u. Nitta [85]
1936	—	6.2 1
35	—	5.5 1
34	—	4.5 2
34	—	4.0 2
33	—	3.8 2
33	—	3.0 1
30	—	0.3 1
29	—	9.7 1
29	—	9.0 2
28	0 2	8.0 6
27	—	7.1 2
25	—	5.5 1
24	—	4.9 2
24	—	4.0 1
23	—	3.5 1
22	—	2.6 1
22	—	2.0 1
20	—	0.2 1
18	—	8.3 3
17	1 1	6.8 3
15	—	5.7 1
14	—	4.5 1
13	—	3.5 1
12	—	2.5 1
11	—	1.5 1
10	—	0.1 3
09	—	9.2 1
08	—	8.3 3
07	—	7.7 1
07	—	7.5 1
06	—	6.0 1
05	0 1	5.1 1
03	—	3.0 1
01	2 3	1.0 1
00	—	0.1 1
1899	—	9.6 1
96	—	6.1 1
95	—	5.2 3
93	—	3.7 1
91	—	1.4 2
90	—	0.1 1
89	1 2	9.7 1
88	—	8.2 2
87	—	7.7 1
86	—	6.3 1
85	1 2	4.9 1
84	—	4.0 1

	Bloch [117]	Lang [111]	Takamine u. Nitta [85]
1882	14 5	—	2.4 1
81	42 1	—	1.2 3
80	85 1	—	0.7 1
79	69 3	—	0.0 1
78	—	8.8 2	8.5 2
77	87 2	—	} 6.6 2
75	32 4	—	
74	71 1	4.4? 2	4.5 1
74	—	—	4.3 2
73	—	—	3.7 1
72	85 3	—	—
72	30 4	—	2.0 1
70	93 0	—	1.2 4
67	—	—	7.9 1
67	32 1	—	—
66	91 1	—	6.6 3
65	71 1	} 4.9 1	—
64	02 4u		—
62	67 1	—	{ 3.0 2 2.4 2
62	49 1	—	2.1 2
61	88 2	—	1.5 3
60	34 1	—	—
59	—	—	9.9 2
59	71 1	—	—
58	41 1	—	—
57	80 1	—	—
56	11 1	—	—
55	56 1	—	—
54	84 3	—	—
54	48 2	—	4.2 2
53	—	3.5? 1[1])	{ 3.7 1
53	—		3.4 2
53	08 3	—	—
52	14 1	—	} 2.0 3
51	87 1	—	
50	82 2	—	0.8 1
50	10 2	—	—
49	48 3	9.7 1	9.0 1
48	04 1	—	—
47	51 1	—	—
47	—	—	7.0 1
46	17 4	—	6.3 1
45	23 2	—	5.1 4
44	94 2u	4.8 1	—
44	06 1	—	4.0 1
43	62 2	—	3.5 1

[1]) Al?

	Bloch [117]	Lang [111]	Takamine u. Nitta [85]
1842	30 00u	—	2.5 2
41	71 00u	—	—
40	25 1	—	—
39	52 3	—	—
39	—	—	9.0 1
38	—	—	8.4 3
37	86 3	—	—
36	46 2	6.5? 1[2]	6.3 1
35	79 1	—	—
35	17 4	—	—
34	—	—	4.7 1
34	13 0	—	4.0 1
32	22 3	—	—
31	61 2u	—	—
30	89 1	} 0.5 1	—
30	25 2		—
29	87 1	—	—
28	50 0	—	—
28	—	—	8.0 1
27	26 2	} 6.6? 1u	
26	14 3		
25	61 3	—	
25	14 1	—	
23	56 2	—	
23	17 4	—	
21	99 3	—	
21	49 1	1.4? 1u	
20	17 00	—	
19	47 1	—	
18	85 1	—	
17	84 1	—	
16	78 00	—	
15	82 1	—	
14	98 1	—	
14	50 1	—	
13	38 2	3.5 1	
12	71 1	—	
11	64 3	—	
10	68 00	—	
09	28 0	—	
08	54 2	—	
05	70 3	—	
05	15 3	—	
01	29 0	—	
00	66 0	—	
1799	18 0u	—	
98	29 2	8.5 3	

	Bloch [117]	Lang [111]
1797	13 00	—
96	48 00	—
94	98 1	—
94	18 2	—
92	56 2	—
91	45 2	—
90	45 2	—
89	61 00	—
89	26 3	—
87	68 00	—
87	38 2	—
86	55 1u	—
85	13 0	—
84	29 2	—
83	23 4	—
80	26 3	—
79	87 00	—
78	45 00	—
77	31 3	—
76	06 00	—
74	62 2	—
73	86 4	—
73	46 2	—
72	66 00	2.6 1
72	21 00	—
71	81 00	—
70	15 2	—
68	48 1	—
67	42 0	7.6 1
65	67 0	—
63	67 1	—
61	96 0	—
61	36 00	—
60	46 5[1]	—
59	70 00	—
58	83 0	—
57	68 0	—
56	78 0	6.6 1[2]
56	09 2	—
54	33 1	—
51	73 3[1]	—
51	20 1u	—
48	94 0	8.5 2
47	79 2	—
40	36 1	—
39	96 1	} 9.4 2
38	80 2	

	Bloch [117]	Lang [111]
1736	17 2	—
35	35 1	—
34	08 1	—
33	64 00	—
32	44 2	2.5 1
31	92 00	—
30	56 1	—
29	64 0	—
28	28 00	—
27	71 0	—
27	—	7.0 1
26	12 1	—
25	15 00	—
23	94 2	—
22	96 1	—
21	60 00	—
20	00 0	—
18	41 1	—
16	—	6.8? 8
16	17 2	—
15	57 1	—
13	82 0	—
12	38 0	—
10	84 0	—
09	44 00	9.8 3
08	80 00	—
07	81 3	—
07	20 4	—
06	66 1	—
05	98 0	—
02	69 2	—
1697	91 2	—
96	81 0	6.5 2
95	88 3	—
95	22 00	—
93	03 0u	—
91	19 1	—
89	72 1	—
89	64 0	8.9 2
87	74 0	—
86	88 2	—
85	75 00	—
84	47 00	—
83	56 2	—
82	69 2	—
82	02 0	—
81	40 00	—

[1]) C? [2]) Hg?

	Bloch [117]	Lang [111]
1680	42 0	—
79	95 1	—
79	24 1	—
77	72 00u	—
75	64 2	—
74	78 1	—
73	71 1	—
72	17 1	—
70	62 0	—
69	74 0	—
68	38 00	—
66	19 2	—
65	23 0	—
64	88 0	—
63	62 00	—
62	67 00	—
61	19 3	—
59	53 00	—
58	87 00u	—
55	00 00u	6.5 1[1])
54	44 00	—
52	83 00	—
52	55 00	—
49	12 2	—
47	36 1	—
45	89 0	6.0 1
45	38 00	—
44	42 00	—
42	33 1u	} 1.4 1
40	47 0	
39	18 2	—
38	68 0	—
37	08 00	—
35	07 00	—
33	44 00	—
32	22 00	—
31	50 00	1.4 2
28	94 0	—
27	07 00	6.5 1
23	90 1[1])	—
22	38 1	—
20	17 00	—
18	76 00	—
17	23 00	—
15	75 00	—
14	66 00	4.6 1[1])
13	44 00	—
1611	97 1	—
10	06 00	—
08	58 0	—
06	93 00	—
05	79 1	—
04	37 00	—
03	15 00[1])	3.5 2[2])
01	87 00	—
01	12 1	—
1599	72 00	—
99	19 0	—
98	30 1	—
97	79 00	—
96	44 0	—
95	67 1	—
94	31 00	—
93	21 1	3.5 8[5])
90	44 2	—
89	74 0	9.6 1[3])
86	15 00	—
84	00 00	—
83	21 00	—
82	34 00	—
81	92 0[4])	—
81	43 1[4])	—
80	42 00	0.6 8
79	97 00	—
77	03 3	—
76	85 3	—
76	03 0	—
75	59 0u	—
74	52 3	—
73	07 0	3.0 10
72	62 2	—
67	54 1	7.0 1
57	52 1	—
57	05 1	—
53	78 1	—
52	78 3	—
52	33 0	—
51	61 00	—
50	00 00	—
49	54 0	—
48	71 0	—
47	93 2	—
47	31 00	—
47	16 0u	—
1544	91 1	—
44	55 1	—
44	03 1	3.6 2
42	67 0	—
42	13 1u	—
40	56 00	—
39	39 0	—
37	56 00	—
36	93 0	—
36	36 0	—
35	47 00	—
34	74 0	—
34	24 2	—
34	05 1	—
32	98 00	—
32	05 00	—
30	90 0	0.5 1
30	31 0	—
29	26 00	—
28	48 0	—
27	94 00	—
27	22 00	—
26	69 00	6.5 1
25	76 1u	—
23	99 1	—
22	89 1	—
21	64 2	1.9 1
20	47 00	—
19	44 0	—
17	59 00	—
17	00 00	—
15	91 00	—
15	07 00	—
14	83 00	4.4 1
13	62 00	—
13	02 1	—
11	64 0	—
09	81 0	—
09	13 2	—
07	48 1	—
05	32 1	—
04	28 00	—
02	45 0	—
02	05 2	1.9 2
00	71 0	—
00	29 0	—
1499	13 0	—

1) C? 2) H? 3) N? 4) Zn? 5) O?

	Bloch [117]	Lang [111]
1498	86 00	—
97	17 00	—
91	85 3	—
89	88 0	—
88	01 0	—
86	44 3	6.7 1
85	14 00	—
84	26 0	—
81	84 1[1]	—
80	87 2	—
79	45 00u	—
78	28 0	—
76	73 1	—
75	76 3	—
74	91 0	—
74	28 0	—
72	84 3	—
71	92 1	—
69	69 0	—
68	29 0[1]	—
66	19 3[1]	6.8 1
59	84 0	—
58	54 0	—
57	54 0	—
56	21 0	—
55	78 1	—
54	96 1	—
48	06 1	—
45	67 1	5.5 1
43	85 0u	—
24	82 1	—
21		1.5 1

	Lang [111]
1383	3.7 1[1]
70	0.7 1
61	1.7 2[1]
56	6.5 1[1]
42	2.4 1[2]
19	9.1 1
10	0.9 1
1270	0.8 1
41	1.1 1[3]
1151	1.3 1
34	4.9 1[4]
27	7.6 3
18	8.0 2
1094	4.4 1
84	4.1 1[4]
03	3.4 1
991	1.2 1[4]
66	6.7 1
50	0.4 1
37	7.4 5
12	2.5 1
898	8.3 1[2]
82	2.8 1
65	5.4 2
54	4.3 1
27	7.8 1
24	4.9 1
18	8.2 1[5]
00	0.6 1[1]
796	6.4 2[2]
89	9.7 3[2]
76	6.3 1[4]

	Lang [111]
771	3 1[4]
44	7 1
37	6 1[3]
29	0 1[3]
696	6 1
79	5 1[3]
53	4 1
44	1 3[2]
29	6 1[2]
21	2 1
17	0 2[2]
10	7 4[2]
07	6 4[2]
594	4 1[1]
90	9 1
87	2 1
18	3 1[2]
08	0 1[2]
486	1 1
70	5 1
10	5 1
397	4 1
87	4 1
74	6 1[2]
70	5 1
68	0 1
62	6 1
59	1 1[2]
56	7 1
42	0 1

Co I. Neunvalenzelektronensystem mit Dublett-, Quartett- und Sextett-Termen. Den ersten Versuch zur Trennung der Ionisationsstufen machen Kimura und Nakamura [110] mit ihrer Methode der langen und kurzen Linien, die aber bei Kobalt versagt: alle gefundenen Linien haben die gleiche Länge, woraus die Autoren schließen, daß sämtliche zu Co II gehören; Zahlenangaben werden nicht gemacht.

Dagegen haben sich verschiedene Autoren erfolgreich mit der Einordnung von Kobaltlinien befaßt, und diese Einordnungsarbeiten haben dann zusammen mit einer größeren Zahl von Untersuchungen der Absorption im elektrischen Ofen und Unterwasserfunken, über die später berichtet werden soll, für eine beträchtliche Anzahl von Linien die Zugehörigkeit zu Co I sichergestellt.

[1]) C? [2]) O? [3]) H? [4]) N? [5]) Si IV?

Die ersten Ansätze zur Termdarstellung des Co I findet man bei Walters [116], der im Spektrum bereits 12 Multipletts gefunden hat, ohne jedoch ihren Charakter vollständig zu erkennen, die dann in der kurz darauf erscheinenden Arbeit von Catalán und Bechert [120] die Nummern 10, 11, 13, 14, 19, 20, 22, 23, 25, 28, 31 und 34 erhalten haben; sie sind in Tab. 3 durch ein W vor der Einordnung gekennzeichnet. Catalán und Bechert gelang es, (unabhängig von Walters) 93 Multipletts aus den vorhandenen Messungen herauszufinden, die zugehörigen Terme zu klassifizieren und so über 500 Linien bei Co I einzuordnen (in Tab. 3 mit C_I bezeichnet). Ob ihre Einordnung durchweg als endgültig zu betrachten ist, sei dahingestellt; Stichproben zwischen λ 4640 und λ 4540 ergeben jedenfalls, daß Versehen (Druckfehler?) sich finden; soweit Druckfehler bemerkt wurden, sind sie hier beseitigt. Eine Kritik der Arbeit findet man bei Sur [146], der die bisher aufgefundenen Terme vergleicht mit der Termmannigfaltigkeit, die nach Sahas Schema des periodischen Systems zu erwarten ist. — Alsdann gab Russell [142], [143] für die Elemente der Eisengruppe verschiedene homologe Linien und Terme an und konnte so auch bei Kobalt eine Anzahl Linien (in Tab. 3 mit R bezeichnet) neu in Multipletts einordnen und Serien aufstellen; dabei ergab sich als Ionisierungsspannung 7.81 V ($^4F_5$), während man als Anregungsspannung (für $^4F_5$—$^6F_6^0$) 2.86 V erhält. Anläßlich einer Untersuchung des Unterwasserfunkens haben auch Meggers und Walters [139] einiges zur Einordnung beigetragen; die von ihnen neu eingeordneten Linien erhielten in Tab. 3 ein M.

Endlich hat Catalán in seinen Arbeiten [136, 149] und [152] die Einordnung weitergeführt, wobei es ihm gelungen ist, noch fast 800 Linien in Multipletts zu ordnen, so daß von den rund 1800 Linien, welche von Ultrarot bis λ 2000 im Linienspektrum des Co gemessen worden sind, insgesamt etwa 1300 bei Co I eingeordnet werden konnten. Die Terme, aus denen sie entspringen, lassen sich nach Russell [142] und Catalán [152] folgendermaßen anordnen:

(Man sieht, daß fast alle Terme verkehrt sind, wie nach der Hundschen Theorie zu erwarten.)

Tabelle 2. Terme des Co I.

Terme I.

Konfiguration	Bezeichn.	Termwert	Bezeichn.	Termwert
$3d^7\,4s^2$	a $^4F_5$	0	a $^2D_2$	16470.60
	a $^4F_4$	815.98	a $^2D_3$	16778.12
	a $^4F_3$	1406.83		
	a $^4F_2$	1809.30	b $^2P_2$	20500.70
			b $^2P_1$	21215.86
	b $^4P_3$	15183.98		
	b $^4P_2$	15773.94		
	b $^4P_1$	16195.54		

Konfiguration	Bezeichn.	Termwert	Bezeichn.	Termwert
$3d^8\,4s$	b $^4F_5$	3482.76	a $^2F_4$	7442.39
	b $^4F_4$	4142.61	a $^2F_3$	8460.77
	b $^4F_3$	4690.10		
	b $^4F_2$	5075.75	a $^2G_5$	16467.80
			a $^2G_4$	17233.60
	a $^4P_3$	13795.44		
	a $^4P_2$	14036.20	a $^2P_2$	18389.51
	a $^4P_1$	14399.15	a $^2P_1$	18774.99
			b $^2D_3$	21920.06
			b $^2D_2$	23152,51

Terme II.

Konfiguration	Bezeichnung	Termwert	Bezeichnung	Termwert	Bezeichnung	Termwert
$3d^7\,4s\,4p$	$^6G_7{}^0$	25137.95	$a\,^4G_6{}^0$	28845.16	$a\,^2G_5{}^0$	31699.61
	$^6G_6{}^0$	25568.69	$a\,^4G_5{}^0$	29269.68	$a\,^2G_4{}^0$	32732.99
	$^6G_5{}^0$	25937.52	$a\,^4G_4{}^0$	29735.09		
	$^6G_4{}^0$	26231.95	$a\,^4G_3{}^0$	30102.88	$a\,^2F_4{}^0$	31871.09
	$^6G_3{}^0$	26449.90			$a\,^2F_3{}^0$	32781.64
	$^6G_2{}^0$	26597.55	$a\,^4F_5{}^0$	28345.80		
			$a\,^4F_4{}^0$	28777.19	$a\,^2D_3{}^0$	33462.80
	$^6F_6{}^0$	23611.72	$a\,^4F_3{}^0$	29216.32	$a\,^2D_2{}^0$	34352.38
	$^6F_5{}^0$	23855.61	$a\,^4F_2{}^0$	29563.05		
	$^6F_4{}^0$	24326.05				
	$^6F_3{}^0$	24733.23	$a\,^4D_4{}^0$	29294.49	$(m\,^2F_3{}^0)$	43242.89
	$^6F_2{}^0$	25041.11	$a\,^4D_3{}^0$	29948.74	$(m\,^2F_4{}^0)$	43398.50
	$^6F_1{}^0$	25232.72	$a\,^4D_2{}^0$	30443.56		
			$a\,^4D_1{}^0$	30742.55	$(n\,^2F_3{}^0)$	43425.63
	$^6D_5{}^0$	24627.78			$(n\,^2F_4{}^0)$	43555.10
	$^6D_4{}^0$	25269.33	$c\,^4D_4{}^0$	39649.04		
	$^6D_3{}^0$	25739.83	$c\,^4D_3{}^0$	40345.83	$(m\,^2D_2{}^0)$	43911.36
	$^6D_2{}^0$	26063.13	$c\,^4D_2{}^0$	40827.63	$(m\,^2D_3{}^0)$	43921.75
	$^6D_1{}^0$	26250.33	$c\,^4D_1{}^0$	41101.64		
			$c\,^4F_5{}^0$	41225.4		
			$c\,^4F_4{}^0$	41918.2		
			$c\,^4F_3{}^0$	42434.0		
			$c\,^4F_2{}^0$	42796.7		
			$c\,^4G_6{}^0$	41528.3		
			$c\,^4G_5{}^0$	42269.0		
			$c\,^4G_4{}^0$	42810.6		
			$c\,^4G_3{}^0$	43199.4		
			$a\,^4P_3{}^0$	41968.74		
			$a\,^4P_2{}^0$	41982.57		
			$a\,^4P_1{}^0$	41969.78		
			$m\,^4D_4{}^0$	46872.53		
			$m\,^4D_3{}^0$	47393.85		
			$m\,^4D_2{}^0$	47612.12		
			$m\,^4D_1{}^0$	47905.21		
			$n\,^4D_4{}^0$	48217.32		
			$n\,^4D_3{}^0$	48443.67		
			$n\,^4D_2{}^0$	48545.95		
			$n\,^4D_1{}^0$	48571.64		

Terme II (Fortsetzung).

Konfiguration	Bezeichnung	Termwert	Bezeichnung	Termwert
$3d^8 4p$	$b\,^4G_6^0$	32430.56	$b\,^2G_5^0$	33439.64
	$b\,^4G_5^0$	32464.66	$b\,^2G_4^0$	34133.50
	$b\,^4G_4^0$	33173.30		
	$b\,^4G_3^0$	33674.32	$b\,^2F_4^0$	35450.51
			$b\,^2F_3^0$	36329.79
	$b\,^4F_5^0$	32841.91		
	$b\,^4F_4^0$	33466.78	$b\,^2D_3^0$	36092.40
	$b\,^4F_3^0$	33945.81	$b\,^2D_2^0$	36875.06
	$b\,^4F_2^0$	34196.11		
	$b\,^4D_4^0$	32027.42		
	$b\,^4D_3^0$	32654.45		
	$b\,^4D_2^0$	33150.60		
	$b\,^4D_1^0$	33449.04		

Terme III.

Konfiguration	Bezeichnung	Termwert	Bezeichnung	Termwert
$3d^7 4s 5s$	α^6F_6	45675.88	β^4F_5	47524.42
	α^6F_5	46222.88	β^4F_4	48201.56
	α^6F_4	46706.70	β^4F_3	48718.46
	α^6F_3	47090.48	β^4F_2	49078.33
	α^6F_2	47364.54		
	α^6F_1	47528.32		
$3d^8 5s$	α^4F_5	44781.94	α^2F_4	45924.79
	α^4F_4	45105.39	α^2F_3	46745.79
	α^4F_3	45876.37		
	α^4F_2	46375.00		

Daneben gibt Catalán in [149] und [152] folgende nur unvollkommen analysierte Terme, welche vermutlich den Konfigurationen $3d^8 4d$ (um 51000 cm^{-1} herum) und $3d^7 4s 4d$ (um 53000) zuzuordnen sind:

Bezeichnung	vermutlich	Termwert
$\alpha_{4,3}$	$[^4D_4, ^4P_3]$	51042.19
β_4	$[^4D_4]$	51053.02
γ_7	$[H_7]$	51142.57
δ_5	$[^4F_5]$	51170.14
ε_6	$[H_6]$	51174.26
ζ_4	$[F_4]$	51199.82

Bezeichnung	vermutlich	Termwert
$\eta_{3,2}$	$[4D_3, ^4P_2]$	51200.7
$\vartheta_{6,5}$	$[^4G_6, ^4F_5]$	51203.80
$\iota_{5,4}$	$[^4G_5, ^4F_4]$	51267.96
$\varkappa_3$	$[D_3]$	51560.75
λ_3	$[F_3]$	52070.08
$\mu_{4,3}$	$[F_4, D_3]$	52094.98

Bezeichnung	vermutlich	Termwert
$\nu_{4,3}$	$[F_4, D_3]$	52121.26
ξ_3	$[D_3]$	52460.04
o_4	$[F_4]$	52716.62
π_5	$[^4F_5]$	52864.28
ϱ_3	$[F_3]$	52970.60
$\sigma_{3,2}$	$[F_3, D_2]$	53343.29

Bezeichnung	vermutlich	Termwert	Bezeichnung	vermutlich	Termwert
35 C	F_5, G_6	53511.70	41 C	$X_{4,3}$	54374.65
36 C	$\beta_4 H_7$	53617.94	42 C	F_4	54476.85
37 C	F_4	53694.41	43 C	F_5	54682.60
38 C	F_5, D_4	53701.96	44 C	$X_{4,3}$	54821.56
39 C	F_5	53788.60	45 C	$X_{3,2}$	55165.41
40 C	G_5, F_4	54157.9			

Ferner sind noch genauer zu klassifizieren folgende Terme II:

vorläuf. Bezeichn.	vermutlich	Termwert	vorläuf. Bezeichn.	vermutlich	Termwert	vorläuf. Bezeichn.	vermutlich	Termwert
1_3	$[D_3^0]$	40621.51	—	$(^2D_3^0)$	44162.1	13_2	$[D_2^0, P_2^0]$	46186.33
a_5	—	42609.4	i_3	$[o^2 F_3^0]$	44201.87	—	$[D_2^0, P_2^0]$	46259,97
—	$(a^2 P_1^0)$	43130.13	n_1	$[^2S_1^0]$	44453.0	28	$[F_3^0, D_3^0]$	46329.60
22	$(a^2 P_2^0)$	43263.47	$23_{3,2}$	—	44555.6	14_2	$[D_2^0, P_2^0]$	46562.74
b_5	—	43294.9	10_2	$(^4P_2^0)$	45904.66	15_3	$[D_3^0, P_3^0]$	46671.89
7_3	$(m\,^2P_2^0)$	43537.62	11_4	$[F_4^0, D_4^0]$	45971.09	16_2	$[D_2^0, P_2^0]$	46685.36
c_4	$[o\,^2F_4^0]$	43847.86	12_3	$[D_3^0, P_3^0]$	46002.76	30	—	47981.7

Runde Klammern sollen anzeigen, daß bei den betr. Termen die Quantenzahlen nicht ganz sicher sind, während Terme in eckigen Klammern lediglich provisorisch gedeutet sind.

Bei allen diesen Einordnungen wurden, soweit möglich, die Messungen von Meggers und Kiess und von Dhein benutzt; wo solche fehlen, wurden auch andere Angaben herangezogen (Krebs und Exner-Haschek), um die vielfach unvollständig beobachteten Multipletts zu ergänzen, was den Autoren meist gelungen ist.

Noch ein Wort ist über die Intensitätsangaben zu sagen, die immer ein wunder Punkt bleiben. Es ist kein Zweifel, daß Angaben in einer Skala von 1 bis 500, wie sie beispielsweise King macht, weiter führen, als wenn man sich auf 1 bis 10 beschränkt. Da aber King in seinen Arbeiten [81] und [95], in denen er zu Wellenlängen von Exner und Haschek seine Temperaturklassen und Intensitätsangaben hinzufügt, nur ein Stück des Spektrums behandelt und durchaus nicht alle Linien gibt, so würde das Zahlenmaterial ganz uneinheitlich werden, wollte man, wie verschiedene Autoren, für Linien Kings dessen Intensitätsangaben, sonst andere verwenden. Deshalb wurde hier vorgezogen, die Intensitäten von Meggers, Dhein usw. anzuführen. Zum Vergleich jedoch enthält Tab. 3 noch die Resultate von Bouma [161] bzw. Ornstein und Bouma [168]. Diese Autoren haben sich die große Mühe gemacht, für mehr als 600 Linien des Co I nach der bekannten Utrechter Methode die Intensitäten exakt zu messen und an Hand ihrer Resultate und der Einordnung die Summenregeln zu prüfen: sie finden diese in keinem Falle bestätigt.

Eine Prüfung der Einordnung durch Zeemaneffekte ist bisher anscheinend noch nicht unternommen worden; lediglich für 22 Linien werden von Catalán und Bechert ältere Zeemandaten von Rybár [58] herangezogen (Tab. 4 ihrer Arbeit); die Übereinstimmung ist mäßig. Ein Teil der Multipletts ist von Dr. Slevogt für dieses Handbuch nachgerechnet worden. Man sehe die folgende Tabelle.

Tabelle 3. Co I.

Einordnung [2]			[1]		Slevogt [182]	
R, C_{II}	$b\,^2F_3^0-\alpha\,^2F_3$	9597	89	2		
R, C_{II}	$b\,^2F_4^0-\alpha\,^2F_4$	44	52	2		
R, C_{II}	$b\,^4F_3^0-\alpha\,^4F_4$	8958	46	6		
C_{II}	$b\,^2D_2-a\,^2D_2^0$	26	24	10		
C_{III}	$c\,^4F_3^0-37\,C_4$	8878	30	1		
R, C_{II}	$b\,^2F_4^0-\alpha\,^2F_3$	50	74	10		
R, C_{II}	$b\,^4F_4^0-\alpha\,^4F_5$	35	22	8		
C_{II}	$c\,^4G_6^0-\pi_5$	19	15	10		
C_{III}	$c\,^4G_5^0-37\,C_4$	8750	13	1		
R, C_{II}	$a\,^2D_2^0-\alpha\,^4F_3$	8675	02	1		
C_{II}	$b\,^2D_2-a\,^2D_3^0$	61	04	2		
C_{II}	$b\,^2D_3-b\,^4F_4^0$	58	18	1	—	
C_{II}	$a\,^2P_2-a\,^4D_3^0$	48	81	1	—	
R, C_{II}	$b\,^4F_4^0-\alpha\,^4F_4$	8589	70	3	.714	4
R, C_{II}	$a\,^2D_3^0-\alpha\,^4F_4$	86	71	3	.74	3
—	—	75	32	4	.33	5
R, C_{II}	$b\,^2G_5^0-\alpha\,^4F_4$	69	72	2	.733	2
R, C_{II}	$b\,^4F_2^0-\alpha\,^4F_3$	59	04	2	—	
R, C_{II}	$b\,^2G_4^0-\alpha\,^4F_3$	13	48	1	—	
C_{III}	$c\,^4F_4^0-37\,C_4$	8489	41	2	.47	2
R, C_{II}	$b\,^2G_4^0-\alpha\,^2F_4$	78	45	2	—	
C_{III}	$c\,^4G_5^0-40\,C_{5,\,4}$	09	03	1	—	
R, C_{II}	$b\,^4F_3^0-\alpha\,^4F_3$	8379	54	3	.52	5
R, C_{II}	$b\,^4G_4^0-\alpha\,^4F_4$	78	37	7	.42	7
R, C_{II}	$b\,^4F_5^0-\alpha\,^4F_5$	72	82	10	.854	8
R, C_{II}	$b\,^4F_3^0-\alpha\,^2F_4$	45	59	2	—	
C_{III}	$c\,^4G_6^0-35\,C_{6,\,5}$	42	66	4	.73	3
C_{II}	$a\,^2D_3-a\,^4F_4^0$	31	70	2	—	
R	$a\,^2D_2^0-c\,^4F_2^0$	15	32	2	—	
C_{III}	$c\,^4F_3^0-42\,C_4$	01	44	1	—	
—	—	8299	02	5	.024	
R	$a\,^2G_4^0-c\,^4F_5$	96	85	5	.872	4
—	—	83	49	5	.42	3
C_{II}, C_{III}	$c\,^4G_6^0-\beta\,^4H_7$	69	39	8	.45	6
R, C_{II}	$b\,^4F_2^0-\alpha\,^4F_2$	08	67	8	.667	7
R, C_{II}	$b\,^4G_3^0-\alpha\,^4F_3$	8193	05	8	.06	8
C_{III}	$c\,^4G_5^0-42\,C_4$	89	29	1	—	
C_{III}	$c\,^4F_4^0-40\,C_{5,\,4}$	67	97	2	—	
R, C_{II}	$b\,^4G_3^0-\alpha\,^2F_4$	60	68	2	—	

Die inneren Quantenzahlen sind um ½ erhöht.

[1]) In dieser Spalte werden für eingeordnete Linien die Wellenlängen aus den betreffenden Einordnungsarbeiten mitgeteilt (welche mit den Mittelwerten der besten Messungen in der Regel nicht identisch sind); für nicht eingeordnete Linien enthält diese Spalte Mittelwerte früherer Messungen (man vgl. oben p. 496, sowie Bd. **V** p. 312ff. und Bd. **VII** p. 251ff. dieses Handbuchs).

[2]) Wie bereits oben p. 501 bemerkt, sind in dieser Spalte die Arbeiten notiert, in denen sich die Einordnung der betreffenden Linie findet. Dabei bedeutet: C_I Catalán und Bechert [120], C_{II} Catalán [149], C_{III} Catalán [152], M Meggers und Walters [139], R Russell [142, 143] und W Walters [116].

Einordnung					Slevogt [182]	
C_{III}	$c^4G_6^0$—39C_5	8154	31	1	—	
R, C_{II}	$b^4F_5^0$—α^4F_4	52	03	6	.020	6
C_{II}	b^2P_2—$a^2F_3^0$	40	42	2	—	
C_{III}	$c^4F_5^0$—35$C_{6,5}$	37	10	5	.103	4
R, C_{II}	$b^4G_5^0$—α^4F_5	16	43	7	.44	6
R, C_{II}	$a^2F_3^0$—α^4F_4	12	13	1	—	
R, C_{II}	$b^4G_6^0$—α^4F_5	8094	03	10	3.99	8
C_{III}	$c^4F_2^0$—45$C_{3,2}$	82	60	1	—	
R, C_{II}	$a^2G_4^0$—α^4F_4	80	23	5	.26	5
R, C_{II}	$a^2D_2^0$—α^2F_3	66	50	7	.54	4
R, C_{III}	$b^4F_4^0$—α^4F_3	56	03	8	.07	8
R, C_{II}	$a^2D_3^0$—α^4F_3	53	50	1	—	
R	b^4F_3—$c^4F_2^0$	43	33	8	.34	8
C_{II}	b^2D_2—$a^2D_2^0$	41	33	2	.36	2
C_{II}	a^2D_3—$a^4F_3^0$	37	63	1	—	
C_{II}	$c^4D_4^0$—$\mu_{4,3}$	32	41	1	—	
R, C_{II}	$b^4D_3^0$—α^4F_4	29	29	7	.25	7
R, C_{II}	$b^4F_4^0$—α^2F_4	24	75	7	.76	5
R, C_{II}	$a^2D_3^0$—α^2F_4	22	15	7	.16	5
C_{III}	$c^4F_5^0$—37C_4	17	88	1	.87	2
C_{III}	$c^4F_5^0$—38$C_{5,4}$	13	02	2	2.96	3
C_{II}	$b^2G^0_5$—α^2F_4	8007	34	10	.31	8
—	—	7998	12	1	.09	2
C_{II}	$^2G_4$—$a^4G_4^0$	96	83	1	.73	2
C_{II}	a^2D_3—$a^4D_4^0$	87	38	7	.364	10
R, C_{II}	$b^4F_2^0$—α^2F_3	66	12	2	.123	6
C_{III}	$c^4F_4^0$—42C_4	60	55	2	.54	3
C_{III}	$c^4F_5^0$—39C_5	57	77	3	.762	5
R, C_{II}	$b^2G_4^0$—α^2F_3	26	59	8	.57	9
—	—	19	50	2	.52	3
R, C_{II}	$b^4G_5^0$—α^4F_4	08	75	10	.737	10
—	—	7885	21	2	.17	1
—	—	77	44	2	.45	4
R, C_{II}	$b^4G_3^0$—α^4F_2	71	43	6	.45	7
R, C_{II}	$b^4G_4^0$—α^4F_3	69	92	6	.940	7
R, C_{II}	$b^4D_2^0$—α^4F_3	55	88	7	.88	8
C_I, C_{II}	a^2D_2 —$\alpha^4F_3^0$	43	61	1	.65	2
R, C_{II}	$b^4G_4^0$—α^2F_4	40	05	7	.056	3
R, C_{II}	$b^4D_4^0$—α^4F_5	38	18	8	.16	8
R, C_{II}	$b^4F_3^0$—α^2F_3	10	39	1	.382	2
C_{II}	$^2G_5$—$a^4D_4^0$	09	25	1	.29	3
C_{II}	$^2G_5$—$a^4G_5^0$	7794	15	1	.18	2
R, C_{II}	$a^2F_4^0$—α^4F_5	43	27	5	.266	6
R, C_{II}	$b^4D_1^0$—α^4F_2	34	25	6	.25	8
C_{II}	b^2D_2—$b^2D_3^0$	25	92	2	.97	5
C_{II}	b^2P_2—$a^2D_3^0$	12	68	9	.707	10
—	—	04	90	2	.916	4
C_{II}	b^2P_1—$b^4F_2^0$	01	88	2	.89	3
—	—	7695	97	2	.96	1
R,C_{II}	$b^4G_3^0$—α^2F_3	48	19	4	.11	1

Einordnung					Slevogt [182]	
R, C_{II}	$b\,^4F_5^0-\alpha\,^2F_4$	7641	43	1	—	
—	—	37	63	4	—	
R, C_{II}	$a\,^2F_3^0-\alpha\,^4F_3$	34	56	5	—	
C_{II}	$b\,^2P_1-a\,^2D_2^0$	10	29	6	.310	10
R, C_{II}	$a\,^2G_4^0-\alpha\,^4F_3$	06	30	1	.31	1
C_{III}	$c\,^4G_6^0-43\,C_5$	00	11	1	—	
C_{II}	$a\,^2D_3-a\,^4D_3^0$	7590	60	6	.65	8
—	—	88	71	1	—	
C_{II}	$b\,^2D_2-b\,^2F_3^0$	86	72	4	.719	6
R, C_{II}	$a\,^2G_4^0-\alpha\,^2F_4$	78	34	1	—	
—	—	64	98	5	.970	5
R, C_{II}	$b\,^4D_3^0-\alpha\,^4F_3$	61	08	4	.09	4
R, C_{II}	$b\,^4D_4^0-\alpha\,^4F_2$	59	68	3	.676	3
R, C_{II}	$a\,^2F_4^0-\alpha\,^4F_4$	54	04	8	.01	8
R, C_{II}	$b\,^4D_3^0-\alpha\,^2F_4$	33	52	5	.507	4
R, C_{II}	$a\,^2D_3^0-\alpha\,^2F_3$	26	32	1	.34	3
C_{II}	$a\,^2D_3-a\,^4G_3^0$	02	74	2	.79	3
C_{III}	$c\,^4D_3^0-37\,C_4$	7489	41	3	[.45]	4
C_I, C_{II}	$a\,^2D_2-a\,^4F_2^0$	78	78	1	.81	3
C_{II}	$b\,^4F_5^0-\alpha\,^6F_5$	71	21	1	.214	1
R, C_{II}	$a\,^2G_5^0-\alpha\,^4F_4$	57	43	8	.43	9
C_I, C_{II}	$a\,^2D_2-a\,^4F_3^0$	37	15	4	.139	2
C_{III}	$c\,^4F_5^0-43\,C_5$	29	03	2	.09	4
C_I, C_{II}	$a\,^2D_2-a\,^4D_3^0$	17	40	8	.386	10
C_{II}	$b\,^2D_3-b\,^2F_4^0$	7388	66	7	.68	5
C_{II}	$b\,^4G_4^0-\alpha\,^2F_3$	65	77	1	—	
C_I	$b\,^4P_3-a\,^4F_4^0$	54	61	6	{ .67 { .57	8 3
C_{II}	$b\,^4D_2^0-\alpha\,^2F_3$	53	48	2	—	
C_{II}	$a\,^2D_3-a\,^4D_2^0$	15	72	3	.71	1
C_{II}	$b\,^2D_2-b\,^2D_2^0$	7285	29	7	.29	4
C_I, C_{II}	$a\,^2D_2-a\,^4F_2^0$	50	09	3	.12	3
C_{II}	$b\,^2P_2-a\,^2D_2^0$	17	36	2	—	
C_{II}	$b\,^4D_4^0-\alpha\,^2F_4$	7193	63	8	.58	4
R, C_{II}	$a\,^2F_3^0-\alpha\,^2F_3$	59	23	8	.14	6
C_I, C_{II}	$a\,^2D_2-a\,^4D_3^0$	54	71	8	.69	4
R, C_{II}	$a\,^2G_4^0-\alpha\,^2F_3$	34	37	8	.30	4
C_I	$b\,^4P_3-a\,^4F_3^0$	24	45	5	.45	2
C_{III}	$c\,^4D_3^0-37\,C_4$	17	91	2	—	
C_{III}	$c\,^4D_4^0-38\,C_{5,\,4}$	14	09	1	—	
R, C_{II}	$a\,^2F_4^0-\alpha\,^2F_4$	13	74	9	.6	5
—	—	02	57	4	.55	2
C_I	$b\,^2G_5^0-\beta\,^4F_5$	7097	84	1	—	
C_{II}	$b\,^4D_3^0-\alpha\,^4F_3$	94	64	4	+	*)
W, C_I	$b\,^4P_3-a\,^4D_4^0$	84	970	10	.98	4
—	—	79	21	2	—	
C_{III}	$c\,^4D_4^0-39\,C_5$	70	45	4	—	
—	—	57	91	2	—	

*) + bedeutet: vorhanden, aber schlecht meßbar.

Einordnung					Slevogt [182]	
—	—	7055	94	3	—	
C_{II}	$b\,^2D_3—b\,^2D_3^0$	54	08	8	.034	3
W, C_I	$b\,^4P_2—a\,^4D_3^0$	52	854	10	.855	6
C_{II}	$b\,^4D_4^0—\alpha\,^6F_5$	42	61	2	—	
—	—	32	56	4	—	
R, C_{II}	$a\,^2G_5^0—\alpha\,^2F_4$	27	86	8	.76	4
W, C_I	$b\,^4P_1—a\,^4D_2^0$	16	596	10	.592	6
—	—	15	13	2	—	
C_I, C_{II}	$a\,^2D_2—a\,^4D_1^0$	04	82	5	.8	4
C_{II}	$b\,^2D_2^0—\eta_2$	6978	50	2u	—	
C_{III}	$c\,^4D_2^0—45\,C_{3,\,2}$	72	70	1	—	
C_{II}	$a\,^2P_2—a\,^2F_3^0$	46	33	2	—	
C_{II}	$b\,^2D_3—b\,^2F_3^0$	37	85	7	.81	2
—	—	22	23	2	—	
C_{II}	$^2G_4—a\,^2G_5^0$	10	84	2	—	
—	—	08	11	5	.07	4
—	—	01	51	2	—	
—	—	6878	50	2	—	
W, C_I	$b\,^4P_1—a\,^4D_1^0$	72	41	7	.376	6
—	—	46	99	3	.93	2
C_{II}	$^2G_4—a\,^2F_4^0$	29	92	1	—	
—	—	26	99	2	+	
—	—	19	57	3	.54	2
W, C_I	$b\,^4P_2—a\,^4D_2^0$	14	954	10	.936	7
C_I	$b\,^4F_5^0—\beta\,^4F_5$	09	01	5	8.9	2
C_{II}	$b\,^2D_2^0—\varkappa_3$	07	43	1	—	
—	—	6799	39	2	—	
C_{II}	$b\,^4D_4^0—\alpha\,^2F_3$	92	35	1	—	
—	—	89	28	3	—	
C_I	$b\,^4F_4^0—\beta\,^4F_4$	84	89	4	.84	3
W, C_I	$b\,^4P_3—a\,^4D_3^0$	71	05	10	.03	8
C_I	$b\,^4F_3^0—\beta\,^4F_3$	67	60	4	.76	3
—	—	58	08	2	.07	2
—	—	42	12	3	—	
C_{II}	$b\,^2F_3^0—\eta_2$	22	82	2	—	
R, C_{II}	$a\,^2F_4^0—\alpha\,^2F_3$	20	97	2	—	
C_I	$b\,^4F_2^0—\beta\,^4F_2$	17	61	3	+	
—	—	03	94	3	—	
C_{II}	$b\,^2D_3—b\,^2D_2^0$	6684	88	3	.86	2
C_{II}	$b\,^2D_3^0—\beta_4$	82	30	1	—	
W, C_I	$b\,^4P_2—a_4D_1^0$	78	812	4	.810	4
C_I	$a\,^4P_3—a\,^4F_4^0$	72	96	2	.975	3
R, C_{II}	$a\,^4G_3^0—\alpha\,^4F_4$	63	68	2	.675	2
C_I	$b\,^4G_4^0—\beta\,^4F_4$	52	32	3	—	
C_{III}	$c\,^4D_4^0—43\,C_5$	49	97	3	—	
C_I	$b\,^4G_3^0—\beta\,^4F_3$	45	33	2	—	
R	$a\,^4G_4^0—c\,^4F_5$	43	78	3	—	
C_I	$b\,^4G_5^0—\beta\,^4F_5$	38	40	1	—	
C_{II}	$a\,^2P_2—a\,^2D_3^0$	32	42	8	.444	6
C_{II}	$a\,^2D_3—a\,^2F_4^0$	23	70	7	.762	4

Einordnung					Slevogt [182]	
C_{II}	$b\,^2D_3^0—\zeta_4$	6617	47	10	.526	4
C_{II}	$b\,^2D_3^0—\eta_2$	17	07	10	.118	3
R, C_{II}	$a\,^4D_3^0—\alpha\,^4F_4$	6595	91	9	.879	7
—	—	95	—		.38	2
—	—	91	80	3	.808	2
C_{II}	$b\,^2D_2^0—\lambda_3$	79	29	8	.292	2
C_{II}	$^2G_5—a\,^2G_5^0$	63	42	9	.40	7
C_I	$b\,^4F_4^0—\beta\,^4F_3$	54	84	3	—	
—	—	54	382	2	.385	2
W, C_I	$b\,^4P_3—\alpha\,^4D_2^0$	51	45	6	.454	5
C_{II}	$a\,^2P_2—b\,^4G_3^0$	40	64	1	.57	1
—	—	17	06	3	6.99	3
—	—	08	76	4	.720	3
R, C_{II}	$a\,^4G_4^0—\alpha\,^4F_4$	04	25	4	.223	3
C_{II}	$^2G_5—\alpha\,^2F_4^0$	6490	33	7	.324	6
C_{II}	$a\,^2P_1—b\,^4F_2^0$	82	83	2	.800	2
R, C_{II}	$a\,^4D_2^0—\alpha\,^4F_3$	77	93	9	.89	6
—	—	74	57	5	.56	4
—	—	70	16	3	.14	3
C_{II}	$b\,^2D_3^0—\varkappa_3$	63	02	5	.05	3
R, C_{II}	$a\,^4D_4^0—\alpha\,^4F_5$	55	03	10	.025	7
C_I	$b\,^4D_4^0—\beta\,^4F_5$	51	14	5	.10	3
W, C_I, C_{II}	$^2G_4—a\,^2G_4^0$	50	24	10	.235	6
R, C_{II}	$a\,^4G_5^0—\alpha\,^4F_5$	44	75	6	.724	3
—	—	39	10	7	.105	3
C_I	$b\,^4G_4^0—\beta\,^4F_3$	31	08	5	.085	1
C_I	$b\,^4D_3^0—\beta\,^4F_4$	30	30	4	.337	3
C_{II}	$^2G_4—a\,^2F_3^0$	29	97	7	.92	5
C_{II}	$^2G_5—b\,^4D_4^0$	25	12	4	.124	2
C_I	$b\,^4D_2^0—\beta\,^4F_3$	21	72	5	.718	5
C_{II}	$a\,^2P_1—a\,^2D_2^0$	17	79	7	.803	6
C_{II}	$b\,^2D_2^0—\xi_3$	14	67	1	—	
—	—	08	39	2	.40	0
C_{II}	$b\,^2F_4^0—\beta_4$	07	36	2	—	
C_I	$b\,^4D_1^0—\beta\,^4F_2$	6396	52	4	.48	3
R, C_{II}	$a\,^4D_1^0—\alpha\,^4F_2$	95	19	7	.182	4
C_I	$a\,^2F_4^0—\beta\,^4F_5$	86	68	6	—	
C_I	$b\,^4G_5^0—\beta\,^4F_4$	52	80	2	.750	1
C_{II}	$b\,^2F_3^0—\lambda_3$	51	37	6	.42	6
C_{II}	$b\,^2F_4^0—\zeta_4$	47	72	10	.8	7
—	—	40	80	4	.806	5
R, C_{II}	$a\,^4G_3^0—\alpha\,^4F_3$	37	98	3	.963	3
R, C_{II}	$a\,^4D_4^0—\alpha\,^4F_4$	22	94	2	—	
C_{II}	$b\,^2F_4^0—\iota_{5,4}$	20	35	10	.328	7
R	$a\,^4G_3^0—b\,^2F_4$	18	55	4	—	
C_{II}	$b\,^2P_2—b\,^2F_3^0$	15	76	1	—	
—	—	14	50	7	.503	3
R, C_{II}	$a\,^4G_5^0—\alpha\,^4F_4$	13	07	6	.062	5
—	—	11	29	7	.28	3
C_{II}	$a\,^2D_3—b\,^4D_3^0$	6296	95	2	.967	3

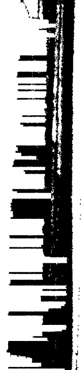
Einordnung					Slevogt [182]	
R, C_{II}	$a^4F_3^0$—α^4F_4	6291	89	3	.861	4
W, C_I	a^4P_2—$a^4D_3^0$	82	640	10	.651	7
C_I, C_{II}	$a^4D_3^0$—α^4F_3	76	62	5	.626	4
R, C_{II}	$a^4D_2^0$—α^4F_2	75	16	4	.143	3
R, C_{II}	$a^4G_6^0$—α^4F_5	73	06	7	.03	6
C_{II}	$^2G_4$—$b^4G_4^0$	71	89	1	.916	1
—	—	71	40	10	.412	4
C_{II}	a^2D_3—$a^2G_4^0$	65	97	1	.945	1
C_{II} C_{II}	$^2G_5$—$b^4G_6^0$ a^2P_2—$a^2D_2^0$	62	815	4	.828	3
R, C_{II}	$a^4D_3^0$—α^2F_4	57	56	10	.592	7
C_{II}	$b^2D_3^0$—λ_3	56	99	2	—	
C_I	$a^2G_4^0$—β^4F_3	53	99	3	.92	2
C_{II}	$^2G_5$—$b^4G_5^0$	49	50	6	.503	7
C_{II}	$b^2D_3^0$—$\mu_{4,3}$	47	26	5	.28	5
R, C_{II}	$a^4F_4^0$—α^4F_5	46	42	2	.41	3
—	—	42	48	2	—	
C_{II}	$b^2D_3^0$—ν_3	37	13	2	.133	2
—	—	32	45	5	.435	4
W, C_I	a^4P_1—$a^4D_2^0$	31	050	10	.02	6
C_I	$b^4D_3^0$—β^4F_3	23	37	6	.37	4
C_{II}	$b^2D_2^0$—ϱ_3	11	15	8	.2	4
C_{II}	$b^2F_4^0$—$\varkappa_3$	05	50	3	.504	2
—	—	03	50	5	—	
C_{II}	$b^2F_3^0$—ξ_3	6197	83	2	—	
R, C_{II}	$a^4G_4^0$—α^4F_3	93	58	6	.551	4
W, C_I	a^4P_3—$a^4D_3^0$	88	980	7	.993	7
C_I	$b^4D_4^0$—β^4F_4	81	00	5	.028	5
R, C_{II}	$a^4G_4^0$—α^2F_4	75	08	2	.028	3
C_{II}	$^2G_4$—$b^2G_5^0$	68	86	1	.85	2
C_{II}	$^2G_4$—$a^2D_3^0$	60	04	1	—	
C_{II}	$^2G_4$—$b^4F_4^0$	58	53	2	.50	3
C_{II}	$^2G_5$—$a^2G_4^0$	46	38	3	.40	2
C_I, C_{II}	$a^4G_3^0$—α^4F_2	43	78	4	.743	3
R, C_{II}	$a^4D_2^0$—α^2F_3	32	44	3	.383	3
C_I, C_{II}	a^2D_2—$a^2F_3^0$	29	15	3	.104	5
R, C_{II}	$a^4F_2^0$—α^4F_3	28	26	3	.24	4
R, C_{II}	$a^4F_4^0$—α^4F_4	22	68	10	.655	5
W, C_I	a^4P_1—$a^4D_1^0$	16	982	6	.975	8
C_{II}	$b^2D_3^0$—ξ_3	07	93	9	.948	4
C_{II}	$^2G_5$—$b^4F_5^0$	05	49	4	.519	4
C_{II}	b^2P_2—$b^2D_2^0$	05	440	4	.438	3
C_{II}	$b^2F_3^0$—o_4	00	76	5	.77	4
W, C_I	a^4P_2—$a^4D_2^0$	6093	138	5	.12	7
—	—	86	66	7	.647	7
R, C_{II}	$a^4F_5^0$—α^4F_5	82	49	10	.42	8
C_{II}	$b^2D_2^0$—$\sigma_{3,2}$	70	61	7	(.66)	6
C_I	$a^2G_5^0$—β^4F_4	58	27	4		
C_{II}	$b^2F_4^0$—λ_3	15	34	3		
C_{II}	$b^2D_3^0$—o_4	13	62	6		

Einordnung				
R, C_{II}	$a^4D_4^0$—α^2F_4	6011	43	3
C_{II}	$b^2F_3^0$—ϱ_3	07	67	6
C_{II}	$b^2F_4^0$—$\mu_{4,3}$	06	31	8
W, C_I	a^4P_3—$a^4D_2^0$	05	008	3
R, C_{II}	$a^4G_5^0$—α^2F_4	02	48	3
R, C_{II}	$a^4F_3^0$—α^4F_3	00	70	8
C_{II}	$b^2F_4^0$—ν_3	5996	87	5
C_I, C_{II}	a^2D_2—$b^4D_2^0$	93	49	1
C_{II}	a^2D_3—$a^2D_3^0$	91	89	10
C_{II}	a^2D_3—$b^4F_4^0$	90	46	1
C_I	$b^4D_4^0$—β^4F_3	89	531	1
C_{II}	$^2G_5$—$b^4G_4^0$	84	25	10
W, C_I	a^4P_2—$a^4D_1^0$	84	182	3
R, C_{II}	$a^4F_3^0$—α^2F_4	83	36	3
C_{II}	$^2G_4$—$b^4F_3^0$	82	01	3
R, C_{II}	$a^4F_5^0$—α^4F_4	65	02	3
R, C_{II}	$a^4D_3^0$—α^2F_3	51	73	2
R, C_{II}	$a^4F_2^0$—α^4F_2	46	51	7
W, C_I	b^4P_3—$b^4D_4^0$	35	372	6
C_{II}	$b^2D_3^0$—ϱ_3	23	13	1
W, C_I	b^4P_2—$b^4D_3^0$	22	350	1
C_{II}	a^2D_3—$b^4G_3^0$	16	88	1
C_{II}	$^2G_4$—$b^2G_4^0$	15	55	8
C_{II}	$a^4D_4^0$—α^6F_5	05	59	3
C_{II}	$^2G_5$—$b^2G_5^0$	5890	48	7
C_I, C_{II}	a^2D_2—$a^2D_3^0$	83	404	3
C_{II}	$^2G_5$—$b^4F_4^0$	81	05	3
C_I	b^4P_2—$a^2F_3^0$	78	03	2
C_{II}	$b^2F_4^0$—ξ_3	77	42	3
C_{II}	$b^2F_3^0$—$\sigma_{3,2}$	76	06	3
R, C_{II}	$a^4F_4^0$—α^4F_3	46	57	3
C_{II}	$b^2G_4^0$—$\iota_{5,4}$	34	59	2
R, C_{II}	$a^4F_4^0$—α^2F_4	30	05	7
R, C_{II}	$a^4F_3^0$—α^4F_2	26	30	4
R, C_{II}	$a^4F_2^0$—α^2F_3	18	09	2
C_{II}	$b^4F_3^0$—η_2	5793	92	1
C_{II}	$b^2F_4^0$—o_4	90	08	4
C_{II}	a^4F_5—α^6F_6	68	71	1
C_{II}	a^2D_3—$b^2G_4^0$	60	39	1
C_{II}	$a^4G_6^0$—α^6F_5	52	89	2
C_{II}	$b^2F_4^0$—π_5	40	99	2
C_{II}	$b^2G_4^0$—$\varkappa_3$	36	52	1
C_{II}	$a^4F_4^0$—α^6F_5	30	45	1
C_{II}	a^2D_2—$b^4F_3^0$	20	80	1
C_{II}	$b^3F_4^0$—ϱ_3	06	139	3
R, C_{II}	$a^4F_3^0$—α^2F_3	03	03	2
C_{II}	a^2D_3—$a^2D_2^0$	5688	51	3
R, C_{II} C_{II}	$a^4F_5^0$—α^2F_4 } $a^2D_3^0$—$\alpha_{4,3}$ }	86	96	3
C_{II}	$b^4F_4^0$—β_4	84	69	1
C_{II}	$b^4F_3^0$—$\varkappa_3$	5675	39	3
C_{II}	$^2G_5$—$b^2G_4^0$	59	07	4
C_{II}	b^2D_2—$c^4D_2^0$	56	10	1
C_I	b^4P_2—$a^2D_3^0$	51	70	4
C_{II}	a^2P_2—$b^2D_3^0$	47	20	8
C_{II}	$a^2D_2^0$—λ_4	42	49	1
C_I, C_{II}	a^2D_2—$b^4F_2^0$	39	997	2
C_{II}	$b^4F_4^0$—ζ_4	37	69	5
C_{II}	$a^2D_3^0$—ζ_4	36	407	1
C_{II}	$a^2D_3^0$—η_2	36	11	6
C_{II}	$b^4D_1^0$—η_2	31	69	1
C_{II}	$b^2G_5^0$—$\vartheta_{6,5}$	27	78	1
C_{II}	$b^4F_4^0$—$\iota_{5.4}$	16	053	2
C_{II}	$b^4G_4^0$—$\alpha_{4,3}$	5594	79	2
C_I, C_{II}	a^2D_2—$a^2D_2^0$	90	728	8
C_{II}	$b^4G_3^0$—$\varkappa_3$	89	27	1
C_{II}	$b^4G_4^0$—λ_3	73	65	1
C_{II}	$b^2G_4^0$—$\mu_{4,3}$	65	87	1
C_{II}	$a^4F_4^0$—α^2F_3	63	69	1
C_{II}	$b^4G_4^0$—ζ_4	45	85	6
C_I	a^4P_3—$\alpha^2F_4^0$	30	76	8
C_{II}	$b^4G_4^0$—$\iota_{5,4}$	24	971	7
C_{II}	$a^2D_3^0$—$\varkappa_3$	23	968	1
C_{II}	a^2P_1—$b^2D_2^0$	23	270	8
C_{II}	$b^4F_3^0$—λ_3	15	930	4
C_I	b^4P_2—$b^4F_3^0$	01	511	1
C_{II}	$b^4F_5^0$—β_4	5489	632	3
C_{II}	$^2G_4$—$b^2F_4^0$(?)	88	031	1
C_I	$a^4D_4^0$—β^4F_5	83	950	4
W, C_I	a^4P_3—$b^4D_4^0$	83	336	9
C_I	$a^4D_3^0$—β^4F_4	77	081	2
C_I	$a^4D_2^0$—β^4F_3	70	463	3
C_I	b^4P_3—$a^2D_3^0$	69	302	3
C_{II}	$b^4F_5^0$—δ_5	54	545	6
C_{II}	$b^4F_5^0$—ε_6	53	33	1
C_I	$a^4D_1^0$—β^4F_2	52	299	3
C_{II}	$b^4F_5^0$—$\delta_{6,5}$	44	554	2
C_{II}	$b^4D_3^0$—$\alpha_{4,3}$	36	983	2
C_{II}	$b^4G_3^0$—λ_3	34	51	3
C_I	b^4P_2—$b^4F_2^0$	26	74	1
C_{II}	$b^4F_5^0$—$\iota_{5,4}$	25	61	2
C_I	$a^4G_4^0$—β^4F_4	13	734	1
C_{II}	a^2P_2—$b^2D_2^0$	08	136	2
C_{II}	$b^4F_3^0$—ξ_3	5399	78	2
C_{II}	$a^2G_4^0$—$\iota_{5,4}$	93	72	1
C_{II}	$b^4D_3^0$—η_2	90	465	1
C_I	b^4P_2—$a^2D_2^0$	81	120	5
C_{II}	$b^4G_5^0$—β_4	78	20	1
C_{II}	$b^4F_4^0$—λ_3	73	93	1
C_{II}	$a^2D_3^0$—λ_3	72	75	1

Einordnung				
C_I	$a\,^4G_3^0-\beta\,^4F_3$	5370	350	1
W, C_I	$a\,^4P_2-b\,^4D_3^0$	69	580	5
C_{II}	$b\,^4F_4^0-\mu_{4,3}$	66	72	2
C_I	$a\,^4D_2^0-\beta\,^4F_2$	64	84	2
C_{II}	$b\,^4F_4^0-\nu_3$	59	181	4
C_{II}	$^6G_3^0-\alpha\,^4F_4$ (?)	58	921	1
C_{II}	$a\,^2D_3^0-\nu_3$	58	01	1
C_I	$a\,^4G_6^0-\beta\,^4F_5$	52	046	6
C_{II}	$b\,^4G_6^0-\delta_5$	44	580	1
C_{II}	$b\,^4G_5^0-\varepsilon_6$	43	382	6
C_{II}	$b\,^4G_6^0-\gamma_2$	42	678	8
C_{II}	$b\,^2G_4^0-\pi_5$	37	330	1
C_{II}	$b\,^4G_5^0-\zeta_4$	36	168	2
C_{II}	$b\,^4G_6^0-\delta_5$	34	821	2
C_{II}	$b\,^4G_6^0-\varepsilon_6$	33	632	3
C_I	$a\,^4F_4^0-\beta\,^4F_5$	32	650	2
W, C_I	$a\,^4P_1-b\,^4D_2^0$	31	450	6
C_I	$a\,^4D_3^0-\beta\,^4F_3$	26	239	2
C_{II}	$b\,^4F_3^0-o_4$	25	940	2
C_{II}	$b\,^4G_6^0-\vartheta_{6,5}$	25	256	4
C_{II}	$b\,^4G_3^0-\xi_3$	21	712	1
C_{II}	$b\,^4G_5^0-\iota_{5,4}$	16	755	3
C_{II}	$b\,^2G_4^0-\varrho_3$	07	22	1
W, C_I, C_{II}	$^2G_4-b\,^2D_3^0$	01	036	5
C_{II}	$b\,^4D_3^0-\varkappa_3$	5287	770	2
C_{II}	$b\,^4G_4^0-\mu_{4,3}$	83	474	2
C_I	$a\,^4G_5^0-\beta\,^4F_4$	80	632	7
C_{II}	$b\,^4G_4^0-\nu_3$	76	165	4
C_I	$a\,^4G_3^0-\beta\,^4F_2$	68	490	4
C_I, C_{II}	$^2G_5-b\,^2F_4^0$	66	484	4
C_I	$a\,^4F_3^0-\beta\,^4F_4$	65	780	4
C_{II}	$a\,^2D_2^0-\sigma_{3,2}$	64	216	1
C_{II}	$b\,^4D_4^0-\alpha_{4,3}$	57	615	5
C_{II}	$b\,^4D_4^0-\beta_4$	54	626	3
C_{II}	$b\,^4G_3^0-o_4$	49	991	2
W, C_I	$a\,^4P_1-b\,^4D_1^0$	47	912	5
C_{II}	$^2G_4-b\,^2F_3^0$	35	185	4
W, C_I	$a\,^4P_2-b\,^4D_2^0$	30	204	5
C_{II}	$b\,^4D_4^0-\delta_5$	22	47	1
C_I	$a\,^4F_2^0-\beta\,^4F_3$	19	015	2
C_{II}	$a\,^2F_4^0-\alpha_{4,3}$	14	748	1
C_I	$a\,^4F_5^0-\beta\,^4F_5$	12	702	
C_{II}	$a\,^2F_4^0-\beta_4$	11	824	1
C_{II}	$a\,^2D_3-o_4$	5192	36	
C_{II}	$a\,^2F_3^0-\lambda_3$	83	04	1
C_{II}	$a\,^2F_4^0-\delta_5$	80	13	1

Einordnung				
C_{II}	$a\,^2D_3-b\,^2D_3^0$	5176	075	8
C_{II}	$a\,^2F_4^0-\zeta_4$	72	26	1
W, C_I	$a\,^4P_3-b\,^4D_2^0$	65	148	3
C_{II}	$a\,^2G_4^0-\nu_3$	56	325	6
C_{II}	$a\,^2F_4^0-\iota_{5,4}$	54	035	3
W, C_I	$a\,^4P_2-b\,^4D_1^0$	49	800	4
C_{II}	$b\,^4D_3^0-\lambda_3$	49	04	1
C_I	$a\,^4F_4^0-\beta\,^4F_4$	46	775	9
C_{II}	$b\,^4D_3^0-\mu_{4,3}$	42	48	1
C_{II}	$b\,^4D_3^0-\nu_3$	35	543	1
C_{II}	$a\,^2G_5^0-\varepsilon_6$	33	450	5
C_I	$a\,^4F_3^0-\beta\,^4F_3$	26	200	10
C_{II}	$a\,^2G_5^0-\vartheta_{6,5}$	25	680	4
C_{II}	$a\,^2D_3^0-\varrho_3$	24	71	2
C_I	$a\,^4F_2^0-\beta\,^4F_2$	22	774	7
C_{II}	$a\,^2D_3-b\,^2F_3^0$	13	238	4
C_{II}	$a\,^2G_5^0-\iota_{3,4}$	08	879	2
C_I, C_{II}	$a\,^2D_2-b\,^2D_3^0$	5094	943	4
C_{II}	$a\,^2F_4^0-\varkappa_3$	77	416	1
C_I, C_{II}	$a\,^2D_2-b\,^2F_3^0$	34	02	1
C_I	$a\,^4F_3^0-\beta\,^4F_2$	33	36	1
C_I	$a\,^4F_4^0-\beta\,^4F_3$	13	358	1
C_I	$b\,^4F_2-{}^6F_2^0$	07	288	2
C_I	$^6G_4^0-\alpha\,^6F_5$	00	87	1
C_{II}	$b\,^4F_5^0-\pi_5$	4993	030	2
C_{II}	$b\,^4F_4-{}^6F_4^0$ }	88	02	3
C_I, C_{II}	$b\,^4D_4^0-\lambda_3$ }			
C_{II}, C_{III}	$b\,^2D_3-a\,^4P_3^0$ *)	86	452	3
C_{II}	$b\,^4D_4^0-\mu_{4,3}$	81	750	2
C_{II}	$a\,^2D_3-b\,^2D_2^0$	74	47	1
C_I	$^6G_6^0-\alpha\,^6F_6$	71	956	6
C_{II}	$b\,^2D_2-(a\,^2P^0)$	71	00	2
C_I	$b\,^4F_5-{}^6F_6^0$	66	580	5
C_I	$b\,^4F_2-{}^6F_1^0$	59	685	
C_I	$b\,^4F_4-{}^6F_4^0$	53	180	4
C_{II}	$a\,^2F_3^0-\varrho_3$	51	82	1
C_{II}	$a\,^2F_4^0-\mu_{4,3}$	43	25	1
C_{II}	$b\,^4G_5^0-o_4$	36	416	2
C_I	$^6G_3^0-\alpha\,^6F_4$	35	21	1
C_I	$b\,^4P_3-b\,^2F_4^0$	32	876	3
C_I	$^6G_5^0-\alpha\,^6F_5$	28	292	7
C_I	$b\,^4P_2-b\,^2D_3^0$	20	264	3
C_I	$b\,^4F_3-{}^6F_2^0$	12	404	2
C_I	$b\,^4F_5-{}^6F_5^0$	07	12	1
C_{II}	$b\,^2D_2-(m\,^2P_2^0)$	04	176	6

*) Später eingeordnet als $a\,^2D_3^0-35\,C_{6,5}$?



Einordnung					Bouma [161] Intensität	Casper [181]
C_I, C_{II}	$a^2D_2—b^2D_2^0$	4899	516	8		
C_{II}	$b^4G_6^0—\pi_5$	92	508	1		
C_I	$^6G_4^0—\alpha^6F_4$	82	712	2		
C_I	$b^4F_4—^6D_5^0$	80	22	1		
C_I	$^6G_7^0—\alpha^6F_6$	67	680	5	18.	
C_I	$b^4P_2—b^2F_3^0$	63	457	1	—	
C_{II}	$a^2F_4^0—\xi_3$	55	590	1	—	
C_I	$b^4F_4—^6F_3$	55	233	1	—	
C_I	$^6G_3^0—\alpha^6F_3^0$	43	462	3	—	
C_I	$^6G_6^0—\alpha^6F_5$	40	267	4	14.	
C_I	$b^4F_2—^6D_3^0$	37	852	2	—	
C_{II}	$b^4D_4—o_4$	32	12	1	—	
C_{II}	$b^2D_2—m^2D_2^0$	15	896	2	—	
C_I	$^6G_2^0—\alpha^6F_2$	14	984*)	2	—	
C_I	$^6G_5^0—\alpha^6F_4$	13	482	4	12.	
C_{II}	$b^4D_4^0—\pi_5$	4797	854	1	—	
C_I	$b^4F_5—^6F_4^0$	96	376	2	—	
C_{II}	$a^2F_4^0—o_4$	95	857	4	—	
C_I	$^6G_4^0—\alpha^6F_3$	92	867	5	8.5	
C_I	$a^2F_4—a^4F_5^0$	82	561	1	—	
C_I	$b^4P_3—b^2D_3^0$	81	426	1	—	
C_I	$^6G_3^0—\alpha^6F_4$	80	001	4	5.7	
C_I	$^6G_2^0—\alpha^6F_1$	76	328	4	3.1	
C_{II}	$b^4D_4^0—\varrho_3$	73	52	1	—	
C_I	$^6D_4^0—\alpha^6F_5$	71	105	4	2.8	
C_I	$^6D_3^0—\alpha^6F_4$	68	096	3	1.2	
C_{II}	$a^2G_5^0—o_4$	56	730	1	0.8	
C_I	$^6D_2^0—\alpha^6F_3$	54	372	1	1.3	
C_I	$^6D_5^0—\alpha^6F_6$	49	684	4	6.8	
C_{II}	$a^2F_4^0—\varrho_3$	38	12	1	—	
C_I	$b^4P_3—b^2D_2^0$	37	776	1	1.1	
C_I	$^6D_1^0—\alpha^6F_2$	34	834	2	0.8	
C_I	$b^4F_4—^6D_4^0$	32	010	5	—	
C_I	$b^4F_5—^6D_5^0$	27	924	2	2.2	
C_I	$b^4P_3—b^2F_3^0$	27	746	1	—	
C_{II}	$a^4D_3^0—\eta_2$	04	144	1	0.7	
C_I	$a^2F_3—a^4G_4^0$	4699	171	2	—	
C_I	$^6D_1^0—\alpha^6F_1$	98	370	4	1.4	.390
C_I	$^6D_2^0—\alpha^6F_2$	93	193	4	2.8	.193
C_{II}	$b^4D_4^0—\sigma_{3,2}$	89	98	1	—	—
C_{II}	$b^2D_3—(m^2F_3^0)$	88	486	1	—	—
C_I	$a^2F_4—a^4F_4^0$	85	851	1	—	—
C_{II}	$b^2D_3—a^2P_2^0$	83	95	1	—	—
C_I	$^6D_3^0—\alpha^6F_3$	82	363	6	6.6	.360
C_I	$b^4F_2—^6G_3^0$	77	246	1	—	—
C_{II}	$b^2D_2—23_{3,2}$	70	92	1	—	—
C_I	$^6D_4^0—\alpha^6F_4$	63	411	7	11.	.410
C_I	$^6D_2^0—\alpha^6F_1$	57	399	1	0.2	—

*) Soll offenbar 4813.984 heißen.

Einordnung					Bouma [161] Intensität	Casper [181]	Bemerk.
C_{II}	$b^2P_2—a^4P_2^0$	4653	771	1	—	—	
C_I	$a^2F_3—a^4D_3^0$	52	470	1	—	—	
C_I	$b^4F_2—{}^6G_2^0$	45	143	1	—	—	
C_{II}	$a^4G_4^0—\iota_{5,4}$	42	79	1	—	—	
C_I	$b^4F_3—{}^6G_4^0$	40	813	3	—	—	
C_I	${}^6G_5^0—\beta^4F_5$	31	10	1	—	—	
C_I	${}^6D_5^0—\alpha^6F_5$	29	380	8	19.	.376	
C_I	$b^4F_4—{}^6D_3^0$	28	938	1	—	—	*)
C_{II}	$a^4D_3^0—\varkappa_3$	25	762	3	1.0	.765	
C_{II}	$b^2D_3—(m^2P_2^0)(?)$	24	561	1	—	—	
C_I	${}^6D_3^0—\alpha^6F_2$	23	024	2	1.1	—	**)
C_{II}	$a^4D_4^0—\lambda_3$	22	681	1	—	—	
C_{II}	$b^2D_3—(n^2F_4^0)$	20	825	3	—	—	
C_I	$b^4P_3—b^2D_2^0$	08	903	2	—	—	
C_{II}	$a^4D_4^0—\alpha_{4,3}$	4596	900	4	—	.888	
C_{II}	$a^4D_4^0—\beta_4$	94	615	2	3.2	.615	
C_I	$b^4F_3—{}^6G_3^0$	94	356	1	3.0	—	
C_I	$a^2F_4—a^4F_3^0$	91	375	1	—	—	
C_{II}	$a^4G_5^0—\beta_4$	89	38	1	—	—	
C_I	$b^4F_5—{}^6D_4^0$	88	700	1	—	—	
C_I	$b^4F_4—{}^6G_5^0$	86	932	2	—	—	
C_I	${}^6F_5^0—\alpha^6F_6$	81	618	8	25.	.608	
C_I	$[{}^6D_4^0—\alpha^6F_3]$	80	964	1	—	—	***)
C_I	$a^2F_4—a^4G_5^0$	80	133	4	2.6	.132	
C_I	$a^2F_4—a^4D_4^0$	74	938	2	—	—	
C_{II}	$a^4D_4^0—\delta_5$	70	01	2	1.4	—	
C_I	${}^6F_4^0—\alpha^6F_5$	65	600	8	17.	.584	⁰)
C_{II}	$a^4G_5^0—\delta_5?$	64	81	2	—	—	
C_I	$b^4F_3—{}^6G_2^0$	63	56	1	—	—	†)
C_{II}	$b^2P_1—(a^2P_1^0)$	61	945	2	—	—	
C_{II}	$b^2D_3—c_4?$	59	128	2	—	—	
C_I	${}^6G_6^0—\beta^4F_5$	53	331	2	—	—	
C_{II}	$a^4D_4^0—\iota_{5,4}$	49	669	7	11.	.662	††)
C_{II}	$b^2D_3—(m^2D_2^0)$	45	975	2	—	—	
C_{II}	$a^4G_5^0—\iota_{5,4}$	44	541	1	—	—	
C_I	$[{}^6F_3^0—\alpha^6F_4]$	{ 43	836 }	6	5.5	.811	†††)
C_{II}	$b^2D_3—(m^2D_3^0)$	{ 43	81 }				
C_{II}	$a^4D_2^0—\xi_3$	40	79	2	—	—	
C_I	${}^6F_2^0—\alpha^6F_3$	33	998	7	6.1	.995	
C_I	$a^4P_2—b^2D_3^0$	32	605	1	—	—	
C_I	${}^6F_6^0—\alpha^6F_6$	30	985	6	48.	.957	

*) In der Arbeit ist ν_{vac} verdruckt; soll heißen 21597.22.

**) Druckfehler: Es heißt φ_2^1, nicht γ_2^1.

***) Ein Versehen: Die angegebene Einordnung ($\nu = 21821.15$) paßte zur Wellenlänge 4581.43. Vermutlich war λ 4581.38 ($i = 1$) gemeint.

⁰) Druckfehler bei Catalán.

†) Die angegebene Einordnung paßt zur Wellenlänge 4563.385.

††) Läßt sich auch als ${}^6F_3^0—\alpha^6F_4$ einordnen.

†††) Rechenfehler, daher Einordnung falsch. Zudem ist die Linie mit der folgenden identisch.

Einordnung					Bouma [161] Intensität	Casper [181]	Bemerk.
C_I	$^6D_5{}^0—\alpha^6F_4$	4527	936	2	0.8	—	
C_I	$b^4F_5—^6G_6{}^0$	26	501	1	—	—	
C_I	$b^4F_4—^6G_4{}^0$	25	802	1	—	—	
C_{II}	$a^4D_3{}^0—\lambda_3$	19	28	2	—	—	
C_I	$^6F_1{}^0—\alpha^6F_2$	17	121	4	2.8	.108	
C_{II}	$a^4D_3{}^0—\mu_{4,3}$	14	186	3	—	—	
C_{II}	$b^2D_3—(^2D_3{}^0)$	4494	751	2	0.6	—	
C_I	$^6D_4{}^0—\beta^4F_5$	92	070	4	—	—	
C_I	$^6G_5{}^0—\beta^4F_4$	90	306	2	—	—	
C_I	$^6G_3{}^0—\beta^4F_3$	89	40		—	—	
C_{II}	$b^2D_3—i_3$	86	717	1	—	—	
C_I	$a^2F_4—a^4G_4{}^0$	84	516	2	—	—	
C_I	$^6F_1{}^0—a^6F_1$	83	946	5	1.5	.925	
C_I, C_{II}	$a^4G_6{}^0—\gamma_7$	83	582	3	—	—	
C_I	$b^4F_4—^6G_3{}^0$	81	577	1	—	—	
C_{II}	$b^2P_1—(m^2P_2{}^0)$	78	666	2	1.6	—	
C_I	$^6F_2{}^0—\alpha^6F_2$	78	345		—	.322	
C_{II}	$a^4G_6{}^0—\varepsilon_6$	77	220	2	—	—	
C_{II}	$a^4G_3{}^0—\zeta_3$	71	59 }				
C_I	$^6F_3{}^0—\alpha^6F_3$	71	578 }	6	4.0	.565	
C_I	$^6F_5{}^0—\alpha^6F_5$	69	569	10	10.	.563	
C_I	$^6F_4{}^0—\alpha^6F_4$	66	888	7	4.7	.888	
C_{II}	$a^4G_4{}^0—^4\nu_3$	65	809	2	—	—	
C_{II}	$a^4F_4{}^0—\zeta_4$	58	57	2	—	—	
C_I	$b^4F_5—^6G_5{}^0$	52	166	1	—	—	
C_I	$^6D_3{}^0—\beta^4F_4$	50	79		—	—	
C_I	$^6F_2{}^0—\alpha^6F_1$	45	730	1	1.4	—	
C_{II}	$a^4F_4{}^0—c_{5,4}$	45	036	4	—	—	
C_I	$a^2F_4—a^4D_3{}^0$	41	950	1	—	—	
C_{II}	$a^4D_2{}^0—\varrho_3$	37	88	2	—	—	
C_I	$^6F_6{}^0—\alpha^6F_5$	21	359	3	1.3	.358	
C_{II}	$a^4G_3{}^0—o_4$	20	86	1	—	—	
C_{II}	$b^2P_2—(a^2P_1{}^0)$	17	76	1	—	—	
C_I	$^6F_3{}^0—\alpha^6F_2$	17	425	3	1.5	—	
C_I	$^6D_2{}^0—\beta^4F_3$	12	74	1	—	—	
C_I	$a^2F_4—a^4G_3{}^0$	11	786	1	—	—	
C_{II}	$b^2P_1—(m^2D_2{}^0)$	04	940	2	—	—	
C_{II}	$a^2F_5{}^0—\beta_4$	02	651	2	1.0	—	
C_{II}	$b^2P_2—(m^2F_3{}^0)$	4395	882	2	—	—	
C_I	$b^4F_5—^6G_4{}^0$	94	53	1	—	—	
C_{II}	$b^2P_2—(a^2P_2{}^0)$	91	897	3	—	.890	
C_I	$^6F_4{}^0—\alpha^6F_3$	91	59	3	1.2	.570	
C_{II}	$a^4F_4{}^0—\varkappa_3$	87	91		—	—	
C_{II}	$a^4F_3{}^0—\delta_5$	80	05	2	—	.074	
C_{II}	$a^4F_5{}^0—\varepsilon_6$	79	28	2	—	—	
C_I	$^6F_5{}^0—\alpha^6F_4$	74	940	2	1.4	.921	
C_{II}	$a^4F_3{}^0—\lambda_3$	74	43	3	—	—	
C_{II}	$a^4F_5{}^0—\vartheta_{6,5}$	73	614	2	1.4	.614	
C_{II}	$a^2D_3—c^4D_4{}^0$	71	136	2	1.4	.120	
C_I	$^6D_5{}^0—\beta^4F_5$	66	236	2	—	—	

Einordnung					Bouma [161] Intensität	Casper [181]	Bemerk.
C_I	$a\,^4F_3$—$^6F_4^0$	4361	918	1	—	—	
C_I	$a\,^4F_2$—$^6F_3^0$	61	040	1	—	—	
C_{II}	$b\,^2P_2$—$(n\,^2F_3^0)$	60	836	2	—	—	
C_I	$^6D_4^0$—$\beta\,^4F_4$	59	447	1	—	—	
C_I	$^6D_3^0$—$\beta\,^4F_3$	50	65		—	—	
C_{II}	$a\,^4G_4^0$—o_4	50	10	1	—	—	
C_{II}	$a\,^4D_3^0$—ϱ_3	42	48	1	—	—	
C_{II}	$b\,^2D_2$—13_2	40	240		—	—	
C_{II}	$b\,^2P_2$—$(m\,^2P_2^0)$	39	637	6	2.8	.630	5)
C_I	$a\,^4P_3$—$b\,^2D_2^0$	31	63		—	—	
C_{II}	$b\,^2D_2$—z_2	26	419	1	—	—	
C_{II}	$b\,^2D_2$—28_3	13	410	1	—	—	
C_{II}	$a\,^2P_1$—$a\,^4P_1^0$	10	080	2	—	—	
C_I	$^6F_4^0$—$\beta\,^4F_5$	09	418	3	0.4	—	
C_I	$a\,^4F_2$—$^6F_2^0$	03	236	2	1.3	—	5)
C_{II}	$a\,^4F_3^0$—ξ_3	01	007	2	—	—	
C_{II}	$a\,^4F_4$—$\mu_{4,\,3}$	4287	37	1	—	—	
C_I	$a\,^4F_2$—$^6F_3^0$	85	787	5	2.8	.788	5)
C_I	$a\,^2F_3$—$a\,^2F_4^0$	70	423	1	1.0	—	
C_{II}	$a\,^4F_4^0$—λ_3	68	444	2	—	—	
C_{II}	$b\,^2P_2$—$m\,^2D_3^0$						
C_I	$a\,^4F_2$—$^6F_1^0$	68	031		—	—	5)
C_{II}	$a\,^4G_5^0$—o_4	63	738	1	—	—	
C_I	$^6F_3^0$—$\beta\,^4F_4$	59	880		—	—	
C_I	$a\,^4F_4$—$^6F_4^0$	52	303	5	6.9	.303	5)
C_{II}	$b\,^2D_2$—16_2	48	190	2	0.2	—	
C_{II}	$a\,^2D_3$—$c\,^4D_3^0$	41	886	2	—	—	
C_{II}	$a\,^4D_4^0$—π_5	41	517	2	—	—	
C_I	$^6D_5^0$—$\beta\,^4F_4$	40	79		—	—	
C_{II}	$a\,^2P_2$—$a\,^4P_2^0$	37	344	1	—	—	
C_I	$a\,^4F_5$—$^6F_6^0$	33	996	3	1.8	—	5)
C_I	$a\,^4F_3$—$^6F_2^0$	29	990	2	—	—	
C_{II}	$b\,^2P_2$—$(^2D_3^0)$	25	105	2	—	—	
C_I	$^6F_5^0$—$\beta\,^4F_5$	23	78		—	—	
C_{III}	$a\,^4D_3^0$—$37\,C_4$	10	095		—	—	
C_I	$a\,^4F_4$—$^6D_5^0$	4198	424	2	0.7	—	
C_{II}	$a\,^2D_3$—1_3	92	825	2	0.8	—	
C_I	$a\,^4F_5$—$^6F_5^0$	90	709	8	15	.709	4, 5)
C_I	$a\,^4F_3$—$^6D_4^0$	89	50		—	—	
C_I, C_{II}	$a\,^2D_2$—$c\,^4D_3^0$	87	248	3	1.5	.248	
C_I	$^6F_6^0$—$\beta\,^4F_5$	80	71		—	—	
C_I	$a\,^4F_2$—$^6D_3^0$	77	59		—	—	
C_{II}	$a\,^4F_4^0$—o_4	76	04	1	—	—	4)
C_{II}	$a\,^4G_6^0$—π_5	62	180	2	1.3	.181	
C_I, C_{II}	$a\,^4F_4^0$—π_5	50	442	3	0.5	.438	5)
C_{II}	$a\,^2D_2$—1_3	39	454	3	—	.454	

In Absorption aufgefundene Linien sind gekennzeichnet durch: 1) v. Angerer und Joos [106]; 2) Buffam und Ireton [118]; 3) McLennan und McLay [121]; 4) Sur und Majumdar [132]; 5) Smith und Muskat [145]; 6) Meggers und Walters [139].

Einordnung					Bouma [161] Intensität	Casper [181]	Bemerk.
C_I, C_{II}	$a^4F_4^0—\varrho_3$	4132	15	4	3.0	—	
C_I	$b^4F_4^0—a^4F_5^0$	30	538	1	0.4	—	
C_{III}	$a^4D_4^0—35C_{6,5}$	28	114	1	—	—	
C_I	$a^2F_4—a^2G_5^0$	21	329	8	306.	.328	2, 5, 6)
C_I	$a^2F_3—a^2G_4^0$	18	784	8	232.	.784	2, 6)
C_I	$a^2F_3—a^2F_3^0$	10	544	10	77.	.544	5, 6)
C_I	$a^4F_5—{}^6F_4^0$	09	69	1	—	—	
C_I	$a^4F_3—{}^6D_3^0$	08	488	1	—	—	
C_{II}	$a^2P_1—(a^2P_1^0)$	04	752	3	1.8	.746	
C_I, C_{II}	$a^2D_2—c^4D_2^0$	04	430	4	0.8	.430	
C_{III}	$a^4D_4^0—37C_4$	4097	219	3	—	—	
C_{III}	$a^4D_4^0—38C_{5,4}$	95	950	3	—	—	
C_{III}	$a^4G_5^0—37C_4$	93	058	2	—	—	
C_{III}	$a^4D_3^0—41C_{4,3}$?	92	854	3	—	.854	
C_I	$a^2F_4—a^2F_4^0$	92	397	8	135.	.397	5, 6)
C_I	$a^4F_2—{}^6D_1^0$	90	351	2	—	—	
C_I	$a^4F_4—{}^6D_4^0$	88	319	2	—	.319	
C_I	$b^4P_3—c^4D_4^0$	86	307	9	32.	.308	
C_{III}	$a^4F_3^0—37C_4$	84	145	1	—	—	
C_I	$b^4F_2—a^4F_2^0$	82	606	3	2.0	.605	
C_{III}	$a^4D_4^0—39C_5$	81	49		—	—	
C_{II}	$a^4F_5^0—\pi_5$	77	410	5	1.4	.410	
C_I	$b^4F_3—a^4F_3^0$	76	134	4	3.1	.131	5)
C_I	$b^4P_2—c^4D_3^0$	68	553	6	9.4	.551	
C_I	$a^2F_4—b^4D_4^0$	66	378	7	36.	.378	
C_I	$b^4F_3—a^4D_4^0$	63	19	1	2.0	—	
C_I, C_{II}	$a^2D_2—c^4D_1^0$	58	762	1	—	—	
C_I	$b^4P_1—c^4D_2^0$	58	603	7	5.5	.599	
C_I	$b^4F_4—a^4F_4^0$	58	188	6	9.6	.188	
C_I	$a^4F_2—{}^6G_3^0$	57	199	4	4.5	.194	
C_I	$a^4F_3—{}^6D_2^0$	54	627	2	—	—	
C_{III}	$a^4G_6^0—35C_{6,5}$	52	936		1.3	.930	
C_{II}	$b^2P_1—{}^4P_2^0$	49	295	3	0.6	—	
C_I	$a^2F_3—b^4G_4^0$	45	397	9	51.	.397	5)
C_{II}	$a^2P_2—(a^2P_1^0)$	40	803	3	0.5	.800	
C_{III}	$a^4G_4^0—42C_4$	40	643		—	—	
C_{II}	$a^2P_1—(m^2P_2^0)$	37	207	2	—	—	
C_{II}	$b^2D_3—16_2$	36	780	1	—	—	
C_{III}	$a^4G_6^0—\beta^4H_7$	35	556		5.9	.554	
C_I	$a^4F_3—{}^6G_4^0$	27	044	5	11.	.043	4)
C_{II}	$b^4P_2—1_3$	23	408	4	2.1	.408	
C_I	$b^4F_5—a^4F_5^0$	20	904	7	38.	.901	5)
C_I	$b^4F_3—a^4F_2^0$	19	300	4	2.7	.300	*)
C_{II}	$a^2P_2—(a^2P_2^0)$	19	141	2	—	—	
C_{III}	$a^4G_5^0—40C_{5,4}$	16	830		—	—	
C_I	$b^4P_1—c^4D_1^0$	13	950	6	4.8	.950	
C_{III}	$a^4F_4^0—37C_4$	12	158		—	—	
C_I	$a^4F_4—{}^6D_3^0$	11	098		1.1	—	

*) Auch als $b^4F_2—a^4D_3^0$ eingeordnet (C_I).

Einordnung					Bouma [161] Intensität	Casper [181]	Bemerk.
C_{III}	$a^4F_4^0$—$38C_{5,4}$	4010	941		—	—	
C_{III}	$a^4G_6^0$—$39C_5$	07	942		—	—	
C_{II}	b^2P_1—13_2	03	604	3	0.5	.603	
C_I	a^2F_3—$a^2D_3^0$	3998	554	1	1.0	—	
C_I	a^2F_3—$b^4F_4^0$	97	909	7	125.	.909	2, 4, 5, 6) *)
C_I	a^2F_4—$b^4G_5^0$	95	312	8	244.	.311	4, 5, 6)
W, C_I	b^4F^2—$a^4G_3^0$	94	541	4	1.0	.543	
C_{II}	b^2P_1—z_2	91	837	2	—	.837	
W, C_I	b^4F_3—$a^4G_4^0$	91	693	4	7.0	.692	
C_I	b^4P_2—$c^4D_2^0$	90	307	5	5.9	.307	
C_{III}	$a^4G_3^0$—$45C_{3,2}$	88	892	1	—	—	
C_I	b^4F_4—$a^4F_3^0$	87	121	5	4.1	.122	5)
C_{III}	$a^4G_4^0$—$44C_{4,3}$	85	089	1	—	—	
C_I	a^4F_4—$^6G_5^0$	79	525	6	20.	.525	
W, C_I	b^4F_4—$a^4G_5^0$	78	656	5	11.	.653	
C_{II}	a^2P_1—$(m^2D_2^0)$	77	194	5	—	.193	
C_{II}	a^2P_2—$(m^2P_2^0)$	75	326	5	—	.325	
W, C_I	b^4F_4—$a^4D_4^0$	74	732	5	17.	.732	
C_I	b^4P_3—$c^4D_3^0$	73	148	7	13.	.144	
C_{III}	$a^4F_5^0$—$35C_{6,5}$	72	528	7	3.5	.525	
C_{II}	a^2D_3—$a^4P_3^0$	68	60	1	—	—	
C_I	a^2F_4—$b^4D_3^0$	65	239	2	—	—	5)
C_I	a^2F_3—$b^4G_3^0$	65	016	1	—	—	5)
C_{III}	{ $a^4F_2^0$—$44C_{3,4}$	57	95 }	6	26.	.934	5)
W, C_I	$^4b^4F_3$—$a^4D_3^0$ }	57	935 }				
C_{III}	aF_3^0—$42C_4$	57	629	2	—	—	
C_I	a^4F_5—$^6D_4^0$	56	276	2	0.8	—	
C_I	a^2F_4—$a^2G_4^0$	52	923	8	55.	.922	5)
C_I	b^4F_5—$a^4F_4^0$	52	329	3	2.1	.329	
C_I	b^4P_2—$c^4D_1^0$	47	132	4	1.3	.132	
C_I	a^2F_4—$a^2F_3^0$	45	323	9	27.	.325	4)
C_{III}	$a^4F_5^0$—$38C_{5,4}$	42	704	3	—	—	
W, C_I	b^4F_5—$a^4G_6^0$	41	735	5	39.	.742	
W, C_I	b^4F_2—$a^4D_2^0$	40	895	6	20.	.895	
C_{III}	$a^4F_4^0$—$40C_{5,4}$	38	901	3	0.8	.901	
C_I	a^2F_4—$b^4F_5^0$	35	974	6	146.	.975	5, 6)
C_{II}	b^2P_2—$^4P_2^0$	35	286	2	—	—	
W, C_I	b^4F_3—$a^4G_3^0$	33	921	4	4.5	.918	2, 5)
C_{III}	$a^4F_5^0$—$35C_5$	29	278	3	1.1	—	
C_{II}	b^2P_1—16_2	25	161	3	0.9	—	
C_{II}	b^2D_3—$m^4D_3^0$	24	533	1	—	—	
C_I	a^2F_3—$b^4F_3^0$	22	764	6	8.1	—	5)
C_{II}	a^2D_2—$a^4P_3^0$	20	743	4	5.3	.737	
C_{II}	a^2D_2—$a^4P_1^0$	20	586	2	—	.592	
C_{II}	b^2P_2—12_3	20	144	3	—	—	
C_{II}	a^2P_2—$(m^2D_2^0)$	17	127	6	8.6	—	
C_{II}	a^2P_2—$(m^2D_3^0)$	15	512	2	—	—	
C_I	a^4F_5—$^6G_6^0$	09	941	7	26.	.938	4, 6)
W, C_I	b^4F_4—$a^4G_4^0$	06	296	7	16.	.298	

*) Druckfehler bei Catalán.

Einordnung					Bouma [161] Intensität	Casper [181]	Bemerk.
C_{III}	$a\,^4F_4^0$—41 $C_{4,3}$?	3905	540	1	—	—	*)
C_{III}	$a\,^4F_2^0$—45 $C_{3,2}$	04	790	1	—	—	
C_{III}	$a\,^4F_3^0$—44 $C_{3,4}$	04	350	1	—	—	
C_{I}	$b\,^4P_3$—$c\,^4D_2^0$	3898	499	3	1.6	—	
W, C_{I}	$b\,^4F_2$—$a\,^4D_1^0$	94	981	5	35.	.980	2, 4, 5, 6)
C_{I}	$a\,^2F_3$—$b\,^2G_4^0$	94	086	9	285.	.084	2, 4, 5, 6)
C_{II}	$a\,^2P_1$—n_1	93	290	2	—	—	
C_{II}	$b\,^2P_2$—13_2	92	125	2	—	.120	
C_{III}	$a\,^4F_4^0$—42 C_4	90	008	1	—	—	
C_{I}	$a\,^2F_4$—$b\,^4G_4^0$	85	281	6	5.0	.279	5)
C_{I}	$a\,^2F_3$—$b\,^4F_2^0$	84	609	8	11.	.606	5)
W, C_{I}	$b\,^4F_3$—$a\,^4D_2^0$	81	877	5	133.	.880	6)
C_{II}	$b\,^2P_2$—z_2	80	998	1	—	—	
C_{II}	$b\,^4P_1$—$a\,^4P_1^0$	78	751	4	—	—	**)
W, C_{I}	$b\,^4F_5$—$a\,^4G_5^0$	76	840	8	37.	.840	6)
W, C_{I}	$b\,^4F_4$—$a\,^4D_3^0$	73	957	7	185.	.954	4, 5, 6)
W, C_{I}	$b\,^4F_5$—$a\,^4D_4^0$	73	117	9	188.	.117	4, 5, 6)
C_{II}	$b\,^2P_2$—28_3	70	542	6	2.5	.544	
C_{I}	$a\,^4P_3$—$c\,^4D_4^0$	66	839	2	—	—	
C_{I}	$a\,^2F_3$—$a\,^2D_2^0$	61	168	6	80.	.169	6)
C_{I}	$b\,^4F_4$—$a\,^4G_3^0$	50	949	6	7.7	.949	
C_{II}	$^2G_4$—$c\,^4G_3^0$?	50	107	3	1.2	—	
C_{I}	$a\,^2F_4$—$b\,^2G_5^0$	45	474	8	235.	.476	4, 5, 6)
C_{II}	$^2G_4$—($m\,^2F_3^0$)	43	693	5	—	.693	
C_{I}	$a\,^2F_4$—$a\,^2D_3^0$	42	056	6	137.	.057	5, 6)
C_{I}	$a\,^2F_4$—$b\,^4F_4^0$	41	460	5	—	.462	5)
C_{II}	$b\,^2P_2$—14_2	35	902	3	—	—	
C_{II}	$a\,^2P_2$—n_1	35	688	3	—	—	
C_{II}	$b\,^2P_2$—15_3	19	916	3	—	.916	
C_{II}	$b\,^2P_2$—16_2	17	947	4	—	—	
C_{II}	$^2G_4$—($n\,^2F_3^0$)	16	876	5	—	.876	
C_{II}	$b\,^4P_2$—$a\,^4P_3^0$	16	479	5	13.	.475	
C_{II}	$b\,^4P_2$—$a\,^4P_1^0$	16	326	5	17.	.326	
C_{II}	$b\,^4P_2$—$a\,^4P_2^0$	14	464	4	3.1	—	
C_{I}	$a\,^2F_4$—$b\,^4G_3^0$	11	070	4	1.9	—	5)
W, C_{I}	$b\,^4F_5$—$a\,^4G_4^0$	08	106	6	7.2	.106	5)
C_{I}	$a\,^2P_2$?—$c\,^4F_2^0$	3797	465	1	—	—	
C_{II}	$a\,^2D_2$—$c\,^4F_2^0$	97	448	1	—	—	
C_{II}	$b\,^2P_1$—$m\,^4D_2^0$	87	345	1	—	—	
C_{II}	$a\,^2D_3$—$c\,^4G_3^0$?	83	727	2	0.6	—	
C_{II}	$a\,^2D_3$—($m\,^2F_3^0$)	77	540	2	2.6	—	
C_{II}	$a\,^2D_3$—($a\,^2P_2^0$	74	601	3	2.9	—	
C_{II}	$a\,^4P_2$—1_3	60	403	2	1.3	—	
C_{II}	$^2G_4$—C_4	56	29	1	—	—	
C_{II}	$a\,^2D_3$—$m\,^2F_4^0$	55	453	6	9.3	.456	
C_{II}	$a\,^2D_3$—$n\,^2F_3^0$	51	632	4	3.3	—	
C_{II}	$a\,^2D_2$—$a\,^2P_1^0$	49	933	6	14.	.938	
C_{I}	$a\,^2F_4$—$b\,^2G_4^0$	45	501	6	107.	—	4, 5, 6)

*) Druckfehler bei Catalán; das angegebene ν stimmt.
**) Druckfehler bei Catalán.

Einordnung					Bouma [161] Intensität	Casper [181]	Bemerk.
C_{II}	$a\,^2D_2$—$c\,^4G_3^0$?	3740	201	3	2.1	—	
C_{I}	$b\,^4P_3$—$c\,^4F_4^0$	39	450	1	—	—	
C_{II}	$a\,^2D_3$—$(m\,^2P_2^0)$	35	931	6	12.	.934	2)
C_{II}	$a\,^2D_2$—$(m\,^2F_3^0)$	34	146	4	—	.151	
C_{II}	$a\,^2D_3$—$(n\,^2F_4^0)$	33	495	5	22.	.494	
C_{II}	$b\,^4P_3$—$a\,^4P_3^0$	32	400	8	55.	—	6)
C_{II}	$a\,^2D_2$—$(a\,^2P_2^0)$	31	275	2	—	—	
C_{II}	$b\,^4P_3$—$a\,^4P_2^0$	30	484	7	27.	.490	
C_{II}	$a\,^4P_2$—1_3	26	659	2	1.2	—	
C_{II}	$^2G_4$—$(^2D_3^0)$	12	519	1	2.9	—	
C_{II}	$^2G_5$—$(m\,^2F_4^0)$	12	180	4	—	.182	
C_{II}	$b\,^4P_1$—$(a\,^2P_1^0)$	11	648	2	—	—	
C_{II}	$a\,^2D_2$—$(n\,^2F_3^0)$	08	830	6	21.	.835	
C_{I}	$a\,^2F_3$—$b\,^2F_4^0$	04	061	4	83.	.073	2, 5, 6)
C_{II}	$a\,^2D_2$—$(m\,^2P_2^0)$	3693	479	5	15.	.480	5)
C_{II}	$b\,^4P_1$—$(a\,^2P_2^0)$	93	364	2	—	.364	5)
C_{II}	$a\,^2D_3$—c_4	93	115	5	—	.115	
C_{II}	$^2G_5$—$(n\,^2F_4^0)$	90	721	4	4.1	—	5)
C_{II}	$a\,^2P_1$—$(^4P_2^0)$	84	956	2	5.2	—	
C_{II}	$a\,^2D_3$—$(m\,^2D_2^0)$	84	479	3	—	—	
C_{II}	$a\,^2D_3$—$(m\,^2D_3^0)$	83	052	8	41.	.054	
C_{I}	$b\,^4F_3$—$a\,^2F_4^0$	77	980	1	—	—	5)
C_{I}	$b\,^4P_3$—$c\,^4F_3^0$	68	65		—	—	
C_{II}	$b\,^2P_1$—$n\,^4D_2^0$	57	919	2	1.0	—	
W, C_{I}	$b\,^4F_3$—$b\,^4D_4^0$	56	965	4	7.5	.965	5)
C_{II}	$b\,^4P_2$—$(a\,^2P_1^0)$	54	445	4	4.0	.445	
W, C_{I}	$a\,^4F_3$—$a\,^4F_4^0$	52	544	4	45.	.547	3, 5, 6)
C_{II}	$^2G_5$—c_4	51	259	3	2.3	.257	
C_{II}	$a\,^2D_3$—$(^2D_3^0)$	50	719	1	7.8	—	
W, C_{I}	$a\,^4F_2$—$a\,^4F_3^0$	47	663	4	37.	.663	5, 6)
C_{II}	$a\,^2P_1$—13_2	47	089	4	—	0.93	
C_{II}	$a\,^2D_3$—i_3	45	440	1	3.6	—	
C_{II}	$b\,^4P_2$—$c\,^4G_3^0$	45	193	2	—	—	
C_{II}	$a\,^2D_2$—$(m\,^2D_2^0)$	43	185	5	14.	.186	
C_{II}	$a\,^2D_2$—$(m\,^2D_3^0)$	41	786	4	7.0	.788	
C_{II}	$b\,^4P_2$—$(m\,^2F_3^0)$	39	445	10	17.	.445	
C_{II}	$a\,^2P_1$—z_2	37	318	4	1.7	—	
C_{II}	$b\,^4P_2$—$(a\,^2P_2^0)$	36	717	5	4.7	.718	
C_{II}	$a\,^2P_2$—$(^4P_2^0)$	33	333	2	7.4	—	
W, C_{I}	$a\,^4F_4$—$a\,^4F_5^0$	31	340	4	50.	—	4, 5, 6)
C_{III}	{ $a\,^6G_6^0$—$39\,C_5$	27	85 }	8	90.	.809	3, 4, 5, 6)
C_{I}	$b\,^4F_4$—$a\,^2G_5^0$ }	27	807 }				
C_{II}	$a\,^4P_1$—$a\,^4P_1^0$	26	019	2	—	—	
W, C_{I}	$b\,^4F_2$—$b\,^4D_3^0$	24	955	6	11.	.956	4, 5)
C_{II}	$a\,^4P_1$—$a\,^4P_2^0$	24	336	4	2.6	—	
C_{II}	$a\,^2P_2$—12_3	20	420	4	2.7	—	2)
C_{I}	$a\,^2F_3$—$b\,^2D_3^0$	18	006	4	2.5	—	5)
C_{II}	$b\,^4P_2$—$(n\,^2F_3^0)$	15	391	5	4.3	.391	5)
C_{I}	$b\,^4F_2$—$a\,^2F_3^0$	08	317	2	—	—	
C_{I}	$b\,^4F_4$—$a\,^2F_4^0$	05	367	2	74.	.367	3, 5, 6)

	Einordnung				Bouma [161] Intensität	Casper [181]	Bemerk.
C_{II}	$a\,^2D_2 - i_3$	3605	013	4	—	—	
W, C_I	$a\,^4F_2 - a\,^4F_2^0$	02	081	5	114.	0.81	[3, 4, 5, 6]
C_{II}	$b\,^4P_2 - (m\,^2P_2^0)$	00	807	3	—	—	
C_{II}	$a\,^2P_2 - 13_2$	3596	514	3	2.4	—	
W, C_I	$a\,^4F_3 - a\,^4F_3^0$	94	869	5	101.	.870	[3, 4, 5, 6]
C_I	$a\,^2F_3 - b\,^2F_3^0$	87	188	7	223.	.188	[2, 5, 6]
W, C_I	$b\,^4F_4 - b\,^4D_4^0$	85	159	4	109.	.157	[4, 5, 6]
W, C_I	$a\,^4F_3 - a\,^4D_4^0$	84	796	3	7.2	.796	[4, 5, 6]
C_{II}	$a\,^2P_1 - 16_2$	81	878	3	1.7	—	
C_{II}	$a\,^4P_2 - a\,^4P_3^0$	79	029	3	3.6	—	[5]
C_{II}	$a\,^4P_2 - a\,^4P_1^0$	78	904	3	4.5	—	
C_{II}	$a\,^2P_2 - 28_3$	78	077	3	4.5	—	
C_{II} C_{III}	$b\,^2P_2 - n\,^4D_1^0$ $a\,^6G_6^0 - 35\,C_{6,5}$	77	684	1	—	—	
C_{II}	$a\,^4P_2 - a\,^4P_2^0$	77	260	2	—	—	
W, C_I	$a\,^4F_4 - a\,^4F_4^0$	75	361	6	114.	.360	[3, 4, 5, 6]
W, C_I	$b\,^4F_3 - b\,^4D_3^0$	74	964	5	99.	.964	[3, 4, 5, 6]
C_I	$a\,^2F_4 - b\,^2F_4^0$	69	382	6	185.	.379	[2, 3, 4, 5, 6]
C_{II}	$b\,^4P_3 - c\,^4G_3^0$	68	428	2	—	—	
C_I	$b\,^4F_3 - a\,^2G_4^0$	64	955	5	103.	.952	[3, 4, 5, 6]
C_{II}	$b\,^2P_2 - n\,^4D_2^0$	64	644	2	—	—	
C_{III}	$a\,^6G_6^0 - \beta\,^4H_7$	64	143	3	—	—	
C_{II}	$b\,^4P_3 - (m\,^2F_3^0)$	62	919	5	5.3	—	
W, C_I	$b\,^4F_2 - b\,^4D_2^0$	60	896	4	103.	.895	[3, 4, 5, 6]
C_{II}	$b\,^4P_3 - (a\,^2P_2^0)$	60	304	2	—	—	
C_{II}	$a\,^2D_2 - 23_{3,2}$	59	597	2	—	—	
C_I	$b\,^4F_3 - a\,^2F_3^0$	58	780	4	15.	.780	[5]
C_{II}	$b\,^4P_2 - m\,^2D_2^0$	52	987	6	15.	.985	
W, C_I	$a\,^4F_2 - a\,^4D_3^0$	52	719	3	3.0	.719	[5]
C_{II}	$b\,^4P_2 - m\,^2D_3^0$	51	663	2	—	—	
C_I	$a\,^4F_3 - a\,^4F_2^0$	50	599	5	64.	.594	[5, 6]
C_{II} C_{II}	$a\,^2P_2 - 14_2$ $a\,^4P_3 - a\,^4P_3^0$	48	450	7	5.8	.445	
C_{II}	$a\,^4P_3 - a\,^4P_2^0$	46	707	4	2.6	—	
C_{II}	$b\,^4P_3 - (m\,^2F_4^0)$	43	268	7	27.	.260	
C_I	$b\,^4F_5 - a\,^2G_5^0$	42	976	2	—	—	[5]
C_{III}	$a\,^6G_5^0 - 40\,C_{5,4}$	42	517		—	—	
C_{II}	$a\,^2P_2 - 15_3$	34	772	4	12.	—	[2]
C_I	$a\,^4F_2 - a\,^4G_3^0$	33	363	6	100.	.362	[3, 4, 5, 6]
C_I	$b\,^4F_4 - b\,^4G_5^0$	29	815	8	151.	.812	[3, 4, 5, 6]
C_I	$a\,^4F_3 - a\,^4G_4^0$	29	037	4	83.	.037	[3, 4, 5, 6]
W, C_I	$a\,^4F_5 - a\,^4F_5^0$	26	856	9	99.	.856	[1, 3, 4, 5, 6]
C_{II}	$b\,^4P_3 - m\,^2P_2^0$	25	880	3	—	—	
C_{II}	$b\,^4P_3 - (n\,^2F_4^0)$	23	706	5	—	.703	[2]
W, C_I	$b\,^4F_2 - b\,^4D_1^0$	23	438	4	—	.438	[4, 5, 6]
C_I	$b\,^4F_2 - a\,^2D_3^0$	21	740	3	—	—	[5]
C_I	$b\,^4F_5 - a\,^2F_4^0$	21	572	5	186.	.573	[3, 4, 5, 6]
W, C_I	$a\,^4F_4 - a\,^4F_3^0$	20	087	4	78.	.087	[3, 4, 5, 6]
C_I	$a\,^2F_3 - b\,^2D_2^0$	18	353	6	215.	.350	[2, 3, 4, 5, 6]
C_{II}	$b\,^4P_2 - i_3$	16	675	2	—	—	

Einordnung					Bouma [161] Intensität	Casper [181]	Bemerk.
W, C_I	$a^4F_4—a^4G_5^0$	3513	483	4	89.	.483	3, 4, 5, 6)
W, C_I	$b^4F_3—b^4D_2^0$	12	643	4	128.	.640	3, 4, 5, 6)
W, C_I	$a^4F_4—a^4D_4^0$	10	419	4	92.	.419	1,2,3,4,5,6)
C_I	$b^4F_3—b^4G_4^0$	09	844	4	122.	.843	3, 4, 5, 6)
W, C_I	$b^4F_4—b^4D_3^0$	06	315	6	138.	.314	3, 4, 5, 6)
W, C_I	$a^4F_3—a^4D_3^0$	02	620		159.	—	5)
W, C_I	$b^4F_5—b^4D_4^0$	02	281	5	89.	.283	1,2,3,4,5,6)
C_I	$b^4F_4—a^2G_4^0$	3496	682	2	38.	.682	5, 6)
C_I	$b^4F_2—b^4G_3^0$	95	685	6	176.	.684	3, 4, 5, 6)
W, C_I	$a^4F_2—a^4D_2^0$	91	324	3	76.	.321	3, 4, 5, 6)
C_I	{ $b^4F_4—a^2F_3^0$ $a^4P_3—c^4F_3^0$ }	90	741	3	20.	.740	4, 5, 6)
C_I	$a^2F_4—b^2D_3^0$	89	406	5	166.	.405	3, 4, 5, 6)
C_{II}	$b^4P_3—c_4$	87	719	3	4.8	—	2)
C_I	$b^4F_4—b^4F_5^0$	83	415	3	99.	.415	3, 4, 5, 6)
C_{II}	$b^4P_3—(m^2D_2^0)$	80	023	2	3.5	—	
C_{II}	$b^4P_3—(m^2D_3^0)$	78	745	4	5.2	.743	
C_{III}	$a^6G_5^0—43C_5$	77	853	3	1.8	.852	
C_I	$a^4P_2—c^4F_2^0$	76	002	1	—	—	
C_I	$b^4F_3—a^2D_3^0$	74	536	3	—	.532	
C_I	{ $b^4F_3—b^4F_4^0$ $a^4F_5—a^4F_4^0$ }	74	019	9	169.	.018	1,3,4,5,6)
C_{II}	$b^4P_2—23_{3,2}$	73	455	1	—	—	
W, C_I	$a^4F_5—a^4G_6^0$	65	796	6	87.	—	1,2,3,4,5,6)
C_{II}	$a^4P_1—(a^2P_2^0)$	63	496	3	—	—	
C_I	$b^4F_2—b^4F_3^0$	62	807	6	144.	.807	3, 4, 5, 6)
C_{III}	$a^6D_5^0—35C_{6,5}$	61	170	6	15.	.178	
C_I	$a^2F_4—b^2F_3^0$	60	732	4	2.4	—	5)
W, C_I	$a^4F_4—a^4G_4^0$	56	936	3	9.3	.932	6)
W, C_I	$a^4F_2—a^4D_1^0$	55	236	3	99.	—	3, 5, 6)
C_I	$b^4F_5—b^4G_6^0$	53	513	6	155.	.509	1,2,3,4,5,6)
C_I	$b^4F_5—b^4G_5^0$	49	443	6	153.	.444	2,3,4,5,6)
C_I	$b^4F_3—b^4G_3^0$	49	171	6	170.	.172	3, 4, 5, 6)
C_{II}	$b^4P_3—i_3$	45	14	1	—	—	
C_I	$b^4F_4—b^4G_4^0$	43	646	3	140.	.647	1,3,4,5,6)
W, C_I	$a^4F_3—a^4D_2^0$	42	924	4	84.	.923	2, 3, 5, 6)
C_I	$b^4F_2—b^4F_2^0$	33	043	6	170.	.041	2,3,4,5,6)
C_{II}	$a^2D_3—(^4P_2^0)$	32	319	2	—	—	
W, C_I	$a^4F_4—a^4D_3^0$	31	579	3	71.	.577	3, 5, 6)
C_{II}	$a^4P_1—(m^2P_2^0)$	30	900	1	—	—	
C_{II}	$a^2D_3—11_4$	24	506	4	11.	.505	
C_{II}	$a^4P_2—(m^2F_3^0)$*)	22	896	3	3.1	.893	
C_{II}	$a^2P_2—m^4D_2^0$	21	029	1	—	—	
C_{II}	$a^2D_3—12_3$	20	790	4	4.7	.788	
C_{II}	$a^4P_2—(a^2P_2^0)$	20	482	2	1.9	.482	
C_I	$b^4F_5—a^2G_4^0$	17	796	4	—	—	5)
C_I	$b^4F_3—b^4F_3^0$	17	158	4	118.	.157	3, 5, 6)
W, C_I	$a^4F_5—a^4G_5^0$	15	527	3	3.0	—	5)
C_I	$b^4F_2—a^2D_2^0$	14	738	5	—	—	5)

*) Auch als $a^2P_1—30_{2,3}$ eingeordnet.

Einordnung					Bouma [161] Intensität	Casper [181]	Bemerk.
W, C_I	a^4F_5—$a^4D_4^0$	3412	636	3	64.	.633	1, 2, 3,
C_I	b^4F_4—$b^2G_5^0$	12	335	4	128.	.340	4, 5, 6)
C_I	b^4F_4—$a^2D_3^0$	09	645	2	—	—	
C_I	b^4F_4—$b^4F_4^0$	09	176	4	124.	.180	3, 4, 5, 6)
C_I	b^4F_5—$b^4F_5^0$	05	120	7	144.	.120	1,2,3,4,5,6)
C_{III}	$a^6F_4^0$—$38\,C_{5,4}$	03	166		0.6	—	
C_{II}	a^4P_2—$n^2F_3^0$	01	609	2	—	—	
C_{II}	a^2D_3—13_2	3399	40	1	—	—	
C_{II}	a^2D_2—$(^4P_2^0)$	96	452	2	—	—	
C_I	b^4F_2—$b^2G_4^0$	95	378	10	135.	.370	2,3,4,5,6)
C_{II}	a^4P_3—$(m^2F_3^0)$	94	902	3	—	—	
C_{II}	a^4P_2—$(m^2P_2^0)$	88	677	1	—	—	
C_{II}	$^2G_5$—11_4	88	488	2	—	—	
C_I	b^4F_3—$b^4F_2^0$	88	175	9	95.	.164	3, 5, 6)
C_{II}	a^2P_2—$m^4D_1^0$	87	063	2	—	—	
C_I	b^4F_4—$b^4G_3^0$	85	227	9	81.	.226	3, 4, 5, 6)
C_{II}	a^2D_2—12_3	85	197	4	—	—	
C_{III}	$a^6D_4^0$—$44\,C_{3,4}$	82	866	1	16.	—	*)
C_{II}	a^4P_3—$(m^2F_4^0)$	77	060	8	4.7	.064	5)
C_{II}	a^4P_3—$(n^2F_3^0)$	73	974	5	—	.974	
C_{III}	$a^6F_5^0$—$35\,C_{6,5}$	71	014	2	—	—	
C_I	b^4F_3—$a^2D_2^0$	70	330	5	15.	.330	2, 5, 6)
C_I	b^4F_5—$b^4G_4^0$	67	114	4	94.	.117	3, 4, 5, 6)
C_{II}	b^4P_1—$(^4P_2^0)$	65	023	2	1.2	—	
C_{II}	a^2D_2—13_2	64	266	3	3.0	.267	2)
C_{II}	a^4P_3—$(m^2P_2^0)$	61	278	3	—	—	
C_{III}	$a^6F_3^0$—$42\,C_4$	61	102	2	—	—	
C_{II}	a^4P_3—$(n^2F_4^0)$	59	279	5	5.6	.300	
C_{II}	a^2P_1—$n^4D_2^0$	58	016	3	0.7	—	
C_{II}	a^2D_3—14_2	56	473	8	3.8	.473	
C_{II}	a^2D_2—z_2	55	950	2	—	—	
C_{II}	a^2P_1—$n^4D_1^0$	55	122	3	2.3	—	
C_I	b^4F_4—$b^4F_3^0$	54	386	6	92.	.385	2,3,4,5,6)
C_{III}	$a^6F_4^0$—$40\,C_{5,4}$	51	159	3	—	—	
C_{III}	$a^6F_5^0$—$37\,C_4$	50	381	2	—	—	
C_{III}	$a^6F_5^0$—$38\,C_{5,4}$	49	528	2	—	—	
C_{II}	a^2D_2—28	48	120	5	11.	.120	
C_{II}	a^4P_2—$(m^2D_2^0)$	46	321	2	—	—	
C_{II}	a^4P_2—$(m^2D_3^0)$	45	146	1	—	—	
C_{II}	a^2D_3—15_2	44	230	2	1.0	—	
C_{III}	$a^6F_6^0$—$35\,C_{6,5}$	43	530	1	—	—	
C_{II}	a^2D_3—16_2	42	718	6	11.	.718	
C_I	b^4F_5—$b^2G_5^0$	37	175	3	6.4	.175	
C_I	b^4F_5—$b^4F_4^0$	34	151	5	100.	.151	4, 5, 6)
C_I, C_{II}	b^4P_1—13_2	33	390	5	13.	.390	5, 6)
C_{III}	$a^6F_6^0$—β^4H_7	31	688	2	—	—	
C_{II}	a^4P_3—c_4	26	566	4	—	—	
C_{II}	b^4P_1—z_2	25	240	6	15.	.240	5)
—	—	22	206	1	15.	.202	6)

*) Druckfehler bei Catalán; das angegebene ν ist richtig.

Einordnung					Bouma [161] Intensität	Casper [181]	Bemerk.
C_{II}	$a\,^4D_3 - m\,^4D_4^0$	3321	920	4	—	—	
C_{II}	$a\,^4P_3 - (m\,^2D_2^0)$	19	563	8	14.	—	
C_{II}	$a\,^4P_3 - (m\,^2D_3^0)$	18	404	5	1.8	.405	5)
C_{II}	$a\,^4P_2 - i_3$	14	077	9	9.9	.077	
C_{III}	$a\,^6F_6^0 - 39\,C_5$	12	838	5	1.6	—	
C_{II}	$a\,^2P_2 - n\,^4D_1^0$	12	264	2	—	—	
C_{II}	$a\,^4D_2 - 16_2$	08	688	1	—	—	
C_{II}	$b\,^4P_2 - 12_3$	07	154	7	7.9	.152	5)
C_{III}	$a\,^6F_4^0 - 43\,C_5$	3293	214	4	—	—	
C_{II}	$b\,^4P_1 - 14_2$	92	078	3	1.3	—	
C_{II}	$a\,^4P_3 - i_3$	87	823	2	—	—	
C_{II}	$b\,^4P_2 - 13_2$	87	190	7	7.7	.195	
—	—	83	452	10	38.	—	2, 6)
C_I	$a\,^4F_3 - a\,^2F_4^0$	81	581	2	—		
C_{II}	$b\,^4P_2 - z_2$	79	250	5	4.2		5)
C_{II}	$b\,^4P_1 - 16_2$	78	840	7	5.1		
C_{II}	$b\,^4P_2 - 28_3$	71	778	4	9.8		
C_{II}	$a\,^2D_3 - m\,^4D_3^0$	65	350	6	—		5)
W, C_I	$a\,^4F_3 - b\,^4D_4^0$	64	842	6	7.4		5)
C_{II}	$b\,^4P_3 - (^4P_2^0)$	54	201	10	20.		
C_I	$b\,^4F_3 - b\,^2F_4^0$	49	994	7	10.		4, 5)
C_{II}	$b\,^4P_3 - 11_4$	47	176	7	—		2, 4)
C_{II}	$b\,^4P_2 - 14_2$	46	993	5	—		
C_{II}	$b\,^4P_3 - 12_3$	43	840	8	22.		5, 6)
C_I	$a\,^4F_4 - a\,^2G_5^0$	37	028	7	24.		3, 5, 6)
C_{II}	$b\,^4P_2 - 15_3$	35	535	7	9.2		
C_{II}	$b\,^4P_2 - 16_2$	34	130	2	—		
C_{II}	$a\,^2D_2 - m\,^4D_3^0$	32	890	9	—		6)
C_I	$a\,^4F_2 - a\,^2F_3^0$	27	80	2	—		
C_{II}	$b\,^4P_3 - 13_2$	24	636	7	2.0		
C_I	$b\,^4F_2 - b\,^2D_3^0$	23	147	2	—		
C_I	$a\,^4F_4 - a\,^2F_4^0$	19	155	6	12.		3, 6)
C_{II}	$b\,^4P_3 - z_2$	16	993	2	—		
C_{II}	$a\,^4D_2 - m\,^4D_2^0$	10	220	6	3.4		
W, C_I	$a\,^4F_4 - b\,^4D_4^0$	03	030	3	2.0		
W, C_I	$a\,^4F_3 - b\,^4D_3^0$	3199	325	3	1.4		
C_I	$b\,^4F_2 - b\,^2F_3^0$	98	664	6	2.3		
C_I	$b\,^4F_4 - b\,^2F_4$	93	162	5	3.2		
C_I	$a\,^4F_3 - a\,^2G_4^0$	91	300	5	1.8		
W, C_I	$a\,^4F_2 - b\,^4D_2^0$	89	756	5	3.6		
C_I	$a\,^4F_3 - a\,^2F_3^0$	86	346	6	6.4		
C_{II}	$b\,^4P_3 - 14_2$	85	950	5	0.8		
C_{II}	$b\,^4P_1 - m\,^4D_2^0$	82	122	7	6.6		5)
C_{II}	$a\,^2D_2 - m\,^4D_1^0$	80	280	3	1.7		
C_{II}	$a\,^2D_3 - n\,^4D_4^0$	79	825	1	0.5		
C_{II}	$b\,^4P_3 - 15_3$	74	905	7	3.2		5)
C_{II}	$a\,^4P_1 - (^4P_2^0)$	73	140	1	0.6		
C_{II}	$b\,^4P_2 - m\,^4D_3^0$	61	650	5	4.6		
W, C_I	{ $b\,^4F_3 - b\,^2F_3$ / $a\,^4F_2 - b\,^4D_1^0$ }	59	660	6	16.		3, 4, 5, 6)

Einordnung					Bouma [161] Intensität	Bemerk.
C_I	$a\,^4F_4—b\,^4G_5^0$	3158	769	6	48.	4, 5, 6)
C_I	$a\,^4F_2—a\,^2D_3^0$	58	293	1	—	
C_{II}	$b\,^4P_3—m\,^4D_4^0$	54	785	7	42.	2, 5, 6)
C_I	$a\,^4F_5—a\,^2G_5^0$	53	692	1	—	
C_{II}	$b\,^4P_1—m\,^4D_1^0$	52	702	6	6.8	
W, C_I	$a\,^4F_3—b\,^4D_2^0$	49	304	6	28.	3, 5, 6)
C_I	$a\,^4F_3—b\,^4G_4^0$	47	060	7	56.	3, 4, 5, 6)
C_{II}	$a\,^4P_1—13_2$	45	013	2	1.8	
C_I	$b\,^4F_2—b\,^2D_2^0$	43	812	1	0.6	
W, C_I, C_{II}	$b\,^4P_2—m\,^4D_2^0$	39	943	7	42.	2, 3, 5, 6)
C_{II}	$a\,^4P_1—z_2$	37	750	5	—	3)
C_I	$a\,^4F_2—b\,^4G_3^0$	37	325	6	49.	3, 4, 5, 6)
C_{II}	$a\,^4P_2—(^4P_2^0)$	36	997	2	—	
C_I	$a\,^4F_5—a\,^2F_4^0$	36	721	5	2.2	
C_I	$a\,^4F_4—a\,^2G_4^0$	32	212	1	2.4	
C_I	$b\,^4F_4—b\,^2D_3^0$	28	997	3	1.5	
C_I	$b\,^4F_5—b\,^2F_4^0$	27	244	5	4.6	
C_{II}	$a\,^2P_2—n\,^4D_3^0$	26	710	4	3.4	
C_I	$a\,^4F_4—b\,^4F_5^0$	21	560	4	36.	2, 3, 4, 5, 6)
W, C_I	$a\,^4F_5—b\,^4D_4^0$	21	414	4	30.	3, 4, 5, 6)
C_I	$a\,^4F_3—a\,^2D_3^0$	18	630	1	0.4	
C_I	$a\,^4F_3—b\,^4F_4^0$	18	240	2	4.8	3, 6)
C_{II}	$a\,^4P_3—(^4P_2^0)$	13	470	5	7.3	
C_{II}	$b\,^4P_2—m\,^4D_1^0$	11	333	3	1.4	
C_I	$a\,^4F_2—b\,^4F_3^0$	10	817	4	3.3	3, 6)
C_{II}	$a\,^4P_2—13_2$	09	504	4	3.3	
C_{II}	$a\,^4P_3—11_4$	07	041	3	2.5	
C_I	$b\,^4F_3—b\,^2D_3^0$	06	136	1	1.5	
C_I	$b\,^4F_4—b\,^2F_3^0$	05	920	2	1.4	
C_I, C_{II}	{ $b\,^4P_2—30_{2,\,3}$ / $a\,^4P_3—12_3$ }	03	990	2	4.0	5)
C_{II}	$b\,^4P_3—m\,^4D_3^0$	03	735	4	7.2	
C_{II}	$a\,^4P_2—z_2$	02	400	3	4.0	2)
C_I	$a\,^4F_3—b\,^4G_3^0$	3098	195	4	35.	3, 6)
C_{II}	$a\,^4P_1—16_2$	96	400	2	2.9	
C_{II}	$a\,^4P_2—28_3$	95	710	2	2.7	
C_{II}	$b\,^4P_1—n\,^4D_2^0$	90	250	4	3.0	
C_I	$a\,^4F_4—b\,^4G_4^0$	89	593	5	38.	3, 6)
C_I	$a\,^2F_3—c\,^4D_2^0$	88	676	1	0.9	
C_{II}	$b\,^4P_1—n\,^4D_1^0$	87	802	2	2.1	2)
C_I	$a\,^4F_2—b\,^4F_2^0$	86	778	6	71.	3, 5, 6)
C_{II}	$a\,^4P_3—13_2$	86	397	4	9.0	
C_{II}	$b\,^4P_3—m\,^4D_2^0$	82	842	2	—	
C_I	$\beta\,^4F_5—b\,^4G_6^0$	82	614	5	42.	2, 3, 5, 6)
C_I, C_{II}	$a\,^4P_3—z_2$	79	390	4	4.9	
C_{II}	$a\,^4P_2—14_2$	73	520	4	3.3	2)
C_I	$a\,^4F_3—b\,^4F_3^0$	72	346	5	56.	3, 4, 5, 6)
C_I	$a\,^4F_2—a\,^2D_2^0$	71	954	5	9.4	5)
C_I	$a\,^4F_4—b\,^2G_5^0$	64	375	5	16.	2, 3, 4, 5)
C_I	$a\,^4F_4—a\,^2D_3^0$	62	198	4	8.8	5)

Einordnung					Bouma [161] Intensität	Bemerk.
C_{II}	$a\,{}^4P_2 - 16_2$	3061	983	1	—	
C_{I}	$a\,{}^4F_4 - b\,{}^4F_4^0$	61	825	5	49.	3, 4, 5, 6)
C_{II}	$b\,{}^4P_2 - n\,{}^4D_3^0$	60	051	6	7.9	
C_{I}	$a\,{}^4F_3 - b\,{}^2G_4^0$	54	724	2	4.4	3, 5)
C_{I}	$a\,{}^4F_5 - a\,{}^2G_4^0$	54	136	2	—	5)
C_{II}	$a\,{}^4P_3 - 14_2$	50	938	3	—	
C_{II}	$b\,{}^4P_2 - n\,{}^4D_2^0$	50	500	3	3.6	3)
C_{I}	$a\,{}^4F_3 - b\,{}^4F_2^0$	48	892	6	46.	3, 4, 5, 6)
C_{II} C_{II}	$b\,{}^4P_3 - 30_{2,3}$ $b\,{}^4P_2 - n\,{}^4D_1^0$	48	112	2	2.0	
C_{I}	$a\,{}^4F_5 - b\,{}^4F_5^0$	44	007	8	50.	2, 3, 4, 5, 6)
C_{I}	$a\,{}^4F_4 - b\,{}^4G_3^0$	42	482	6	30.	3, 5, 6)
C_{II}	$a\,{}^4P_3 - 15_3$	40	809	2	14.	
C_{II}	$a\,{}^4P_3 - 16_2$	39	560	4	3.3	
C_{I}	$a\,{}^2F_4 - c\,{}^4D_3^0$	38	304	2	2.1	3)
C_{I}	$a\,{}^4F_3 - a\,{}^2D_2^0$	34	426	6	15.	3, 4, 5, 6)
C_{II}	$a\,{}^4P_3 - m\,{}^4D_4^0$	22	364	3	3.2	
C_{I}	$a\,{}^4F_4 - b\,{}^4F_3^0$	17	552	5	31.	2, 3, 5, 6)
C_{I}	$a\,{}^4F_5 - b\,{}^4G_4^0$	13	598	5	24.	3, 5, 6)
C_{II}	$b\,{}^4P_3 - n\,{}^4D_3^0$	05	768	4	3.2	2, 5)
C_{I}	$a\,{}^4F_4 - b\,{}^2G_4^0$	00	554	5	2.7	3, 5, 6)
C_{II}	$a\,{}^4P_2 - m\,{}^4D_3^0$	2996	945	1	—	
C_{II}	$b\,{}^4P_3 - n\,{}^4D_2^0$	96	558	2	1.0	
C_{I}	$a\,{}^4F_5 - b\,{}^2G_5^0$	89	599	6	36.	3, 5, 6)
C_{I}	$a\,{}^4F_5 - b\,{}^4F_4^0$	87	172	5	33.	2, 3, 4, 5, 6)
C_{II}	$a\,{}^2F_3 - a\,{}^4P_2^0$	82	265	3	1.0	
C_{II}	$a\,{}^4P_2 - m\,{}^4D_2^0$	77	468	1	0.5	
C_{II}	$a\,{}^4P_3 - m\,{}^4D_3^0$	75	462	1	0.6	
C_{I}	$a\,{}^2F_3 - c\,{}^4F_2^0$	42	630	1	0.5	
C_{I}	$a\,{}^4F_3 - b\,{}^2F_4^0$	36	551	1	0.5	
C_{I}	$a\,{}^4F_5 - b\,{}^2G_4^0$	28	819	3	4.4	6)
C_{II}	$a\,{}^4P_1 - n\,{}^4D_2^0$	27	672	4	5.0	
C_{I}	$a\,{}^4F_2 - b\,{}^2D_3^0$	16	041	1	0.2	
C_{I}	$a\,{}^2F_3 - c\,{}^4F_3^0$	11	560	1	0.7	5)
C_{II}	$a\,{}^4P_2 - n\,{}^4D_3^0$	05	496	1	—	
C_{I}	$a\,{}^2F_4 - c\,{}^4F_4^0$?	2899	801	2	3.3	
C_{II}	$a\,{}^2F_4 - a\,{}^4P_3^0$	95	483	3	1.6	2, 5)
C_{I}	$a\,{}^4F_4 - b\,{}^2F_4^0$	86	448	5	20.	3, 5, 6)
C_{II}	$a\,{}^4P_3 - n\,{}^4D_3^0$	85	307	1	—	
C_{I}	$a\,{}^4F_3 - b\,{}^2D_3^0$	82	221	2	1.8	
C_{I}	$a\,{}^4F_3 - b\,{}^2F_3^0$	62	610	4	7.0	
C_{I}	$b\,{}^4F_3 - c\,{}^4D_4^0$	59	660	2	2.4	
C_{I}	$a\,{}^4F_2 - b\,{}^2D_2^0$	50	956	2	1.1	2, 5)
C_{I}	$b\,{}^4F_2 - c\,{}^4D_3^0$	34	425	1	1.7	5)
C_{I}	$a\,{}^4F_4 - b\,{}^2D_3^0$	33	928	1	1.9	4, 5)
C_{I}, C_{II}	$a\,{}^2F_3 - (n\,{}^2D_2^0)$	20	003	3	3.6	5)
C_{II}	$a\,{}^2F_3 - (m\,{}^2D_3^0)$	19	170	1	—	
C_{I}	$a\,{}^4F_3 - b\,{}^2D_2^0$	18	596	2	2.2	
C_{I}	$b\,{}^4F_4 - c\,{}^4D_4^0$	15	557	4	16.	6)

Einordnung					Bouma [161] Intensität	Bemerk.
C_{I}	a $^4F_4$—b $^2F_3^0$	14	979	2	1.1	[4, 5]
C_{II}	b $^4F_2$—1_3	2812	447	1	—	
C_{I}	b $^4F_3$—c $^4D_3^0$	03	775	3	11.	[2, 5, 6]
C_{I}	b $^4F_2$—c $^4D_2^0$	2796	236	3	5.4	[5, 6]
C_{II}	a $^2F_4$—(m $^2F_3^0$)	92	442	2	2.2	
C_{II}	b $^4F_3$—1_3	82	270	1	—	
	—	78	830	3	8.7	[6]
C_{I}	b $^4F_2$—c $^4D_1^0$	74	964	2	4.4	[5]
C_{II}	a $^2F_4$—(n $^2F_4^0$)	68	300	1	—	
C_{I}	b $^4F_3$—c $^4D_2^0$	66	37	2	4.2	
	—	66	225	4	—	[6]
C_{I}	b $^4F_5$—c $^4D_4^0$	64	193	4	12.	[3, 5, 6]
C_{I}	b $^4F_4$—c $^4D_3^0$	61	375	3	9.6	[6]
	—	50	10	2	3.5	[6]
	—	45	108	4	8.0	[2, 5, 6]
M, C_{II} / C_{II}	a $^2F_4$—(m $^2D_3^0$) / b $^4F_4$—1_3	40	470	3	7.2	[6]
	—	31	116	4	5.7	[6]
	—	15	993	3	13.	[2, 5, 6]
C_{I}	b $^4F_4$—c $^4F_5^0$	2695	853	4	20.	[5, 6]
C_{I}	b $^4F_3$—c $^4F_4^0$	85	340	3	17.	[2, 5, 6]
	—	79	758	2	12.	[6]
C_{I}	b $^4F_2$—c $^4F_3^0$	75	987	4	10.	[2, 5, 6]
C_{I}	b $^4F_2$—c $^4F_2^0$	50	271	4	11.	[2, 4, 5, 6]
M, C_{II}	a $^2F_3$—13_2	49	940	3	11.(?)	[6]
C_{I}	b $^4F_5$—c $^4F_5^0$ / b $^4F_3$—c $^4F_3^0$	48	648	4	51.	[2, 3, 5, 6]
C_{I}	b $^4F_4$—c $^4F_4^0$	46	420	4	24.	[5, 6]
C_{II}	b $^4F_4$—a $^4P_3^0$	42	890	1	2.1	
C_{II}	a $^2F_3$—28_3	39	920	1	—	
C_{I}	b $^4F_5$—c $^4G_6^0$	27	641	1	23.	[6]
C_{II}	b $^4F_2$—(a $^2P_1^0$)	27	041	1	3.5	
C_{II}	a $^2F_3$—14_2	23	752	2	4.0	
C_{I}	b $^4F_3$—c $^4F_2^0$	23	450	1	11.	[5]
C_{I}	b $^4F_3$—c $^4G_4^0$	22	434	2	11.	[5, 6]
C_{I}	b $^4F_2$—c $^4G_3^0$	22	252	1	5.9	
C_{I}	b $^4F_4$—c $^4G_5^0$	22	064	3	14.	[6]
M, C_{II}	b $^4F_2$—(m $^2F_3^0$)	19	279	2	5.0	[6]
M, C_{II}	b $^4F_2$—(a $^2P_2^0$)	17	865	1	6.7	[6]
C_{II}	a $^2F_3$—15_3	16	265	1	4.1	
C_{II}	a $^2F_3$—16_2	15	339	1	2.4	
C_{I}	a $^4F_3$—c $^4D_4^0$	14	132	2	5.4	[6]
C_{I}	b $^4F_4$—c $^4F_3^0$	10	770	1	4.7	
	—	06	13	1	9.0	[6]
C_{I}	b $^4F_5$—c $^4F_4^0$	00	991	2	4.9	[6]
C_{II}	b $^4F_2$—(m $^2P_2^0$)	2599	211	2	—	
C_{I}	b $^4F_3$—c $^4G_3^0$	96	000	1	0.6	
C_{I}	a $^4F_2$—c $^4D_3^0$	94	176	1	6.6	[6]
C_{II}	b $^4F_3$—(m $^2F_3^0$)	93	093		—	

Einordnung					Bouma [161] Intensität	Bemerk.
C_{II}	a^2F_4—12_3	2592	578		—	
M, C_{II}	b^4F_3—$(a^2P_2^0)$	91	702	1	12.	6)
	—	90	61	3	11.	5, 6)
C_I	b^4F_4—$c^4G_4^0$	85	36	3	11.	6)
C_{II}	b^4F_3—$(n^2F_3^0)$	80	841	2	16.	2, 5, 6)
M, C_{II}	a^4F_2—1_3	75	73	1	4.2	6)
C_I	a^4F_4—$c^4D_4^0$	74	36	3	18.	2, 3, 4, 5, 6)
C_{II}	b^4F_2—$(m^2D_3^0)$	73	471	2	—	6)
M, C_{II}	b^4F_3—$(n^2F_4^0)$	72	242	2	8.8	2, 5, 6)
C_{II}	a^2F_3—$m^4D_3^0$	67	742	1	20.	
C_I	a^4F_3—$c^4D_3^0$	67	33	8	—	5, 6)
C_I	a^4F_2—$c^4D_2^0$	62	13		19.	3, 6)
M, C_{II}	b^4F_4—$(m^2F_3^0)$	56	762	2	12.	6)
C_I	b^4F_5—a_5 }	55	06		—	5, 6)
C_I	b^4F_2—i_3 }					
C_I	b^4F_4—b_5	53	35	2	—	2, 5, 6)
C_I	b^4F_3—c_4	53	00	2	16.	5, 6)
C_{II}	a^4F_3—1_3	49	28	1	14.	6)
M, C_{II}	a^2F_4—15_3	48	354	1	20.	6)
C_{II}	b^4F_3—$(m^2D_3^0)$?	48	293	1	—	
C_{II}	b^4F_4—$(n^2F_3^0)$	44	85	1	12.	6)
C_I	a^4F_2—$c^4D_1^0$	44	25	2	20.	1, 3, 4, 5, 6)
C_I	b^4F_2—n_1	38	78	1	2.7	5)
C_I	a^4F_3—$c^4D_2^0$	35	93	(1)	21.	1, 3, 5, 6)
M, C_{II}	b^4F_2—$23_{3,2}$	32	167	1	21.	3, 6)
C_I	b^4F_3—i_3	30	13	1	21.	6)
C_I	a^4F_4—$c^4D_3^0$	28	97	3	23.	1, 3, 4, 5, 6)
C_I	a^4F_5—$c^4D_4^0$	21	40		22.	1, 3, 5, 6)
C_I	b^4F_4—c_4	17	81		23.	3, 5, 6)
M, C_{II}	b^4F_4—$(m^2D_3^0)$	13	096	1	6.4	6)
M	b^4F_3—24	12	92	2	—	6)
C_I	b^4F_5—b_5	11	03		18	2, 3, 5, 6)
C_{II}	b^4F_3—$23_{3,2}$	07	687	1	—	6)
	—	07	17	1	1.0	6)
M, C_{II}	b^4F_5—$(m^2F_4^0)$	04	517	1	17.	6)
M, C_{II}	a^2F_4—$m_4D_3^0$	02	281	1	—	
C_I	b^4F_2—l_3	00	51	1	3.2	2, 5)
M	a^4F_4—21_5	2496	71	1	17.	6)
C_I	b^4F_4—i_3	95	56	1	13.	5, 6)
M, C_{II}	b^4F_5—$(n^2F_4^0)$	94	737	1	9.5	6)
M, C_{II}	a^2F_3—$n^4D_2^0$	93	96	3	5.2	6)
M, C_{II}	a^4F_2—$a^4P_1^0$	89	279	1	3.3	6)
M, C_{II}	a^4F_2—$a^4P_2^0$	88	448	1	3.0	6)
M	b^4F_4—25	83	61	1	—	6)
C_I	b^4F_5—c_4 }	76	64	1	17.	3, 5, 6)
C_I	b^4F_3—l_3 }					
C_I	b^4F_4—m	76	43	1	—	
C_I	a^4F_1—$C^4F_5^0$	73	92	1	8.7	5, 6)
—	—	72	94	1	—	6)
—	—	70	30	1	16.	3, 5, 6)

Einordnung					Bouma [161] Intensität	Bemerk.
C_I	$a\,^4F_3—c\,^4F_4^0$	2467	71	3	11.	5, 6)
M, C_{II}	$a\,^4F_3—a\,^4P_3^0$	64	627	1	4.5	6)
	—	64	50	1	2.8	6)
C_{II}	$a\,^4F_3—a\,^4P_2^0$?	63	77	1	6.0	6)
C_I	$a\,^4F_2—c\,^4F_3^0$	60	81	3	11.	5, 6)
M	$b\,^4F_5—21_5$	56	23	1	12.	6)
C_{II}	$a\,^2F_4—n\,^4D_4^0$	51	737	1	1.2	
C_{II}	$b\,^4F_2—(^4P_2^0)$	48	507	1	—	
C_I	$b\,^4F_4—l_3$	43	55	1	5.1	6)
	—	42	92	1	2.7	6)
M	$b\,^4F_4—26$	41	07·	2	9.4	2, 5, 6)
C_I	$a\,^4F_2—c\,^4F_2^0$	39	03			1, 3, 5, 6)
C_I	$a\,^4F_3—c\,^4F_3^0$	36	77			1, 5, 6)
C_I	$b\,^4F_5—m$	36	58	1		1, 3, 6)
	—	36	43			6)
	—	35	11	1		6)
C_I	$a\,^4F_4—c\,^4F_4^0$	32	20			1, 5, 6)
C_{II}	$a\,^4F_4—a\,^4P_3^0$	29	22	1		
C_{II}	$b\,^4F_3—(^4P_2^0)$	25	597	1		
C_I	$a\,^4F_5—c\,^4F_5^0$	24	98			1, 3, 4, 5, 6)
C_{II}	$a\,^4F_2—(a\,^2P_1^0)$	19	320	1		
M	$b\,^4F_5—27$	17	67	4		6) *)
C_I C_I	{ $a\,^4F_3—c\,^4F_2^0$ $a\,^4F_2—c\,^4G_3^0$ }	15	32			1, 3, 5, 6)
C_I	$a\,^4F_3—c\,^4G_4^0$	14	47			1, 3, 5, 6)
C_I	$b\,^4F_4—c\,^4G_5^0$	11	65			1, 3, 5, 6)
C_{II}	$b\,^4F_2—14_2$	09	650	1		
C_{II}	$b\,^4F_3—13_2$	09	125	1		
C_I	$a\,^4F_5—c\,^4G_6^0$	07	27	3		1, 3, 4, 5, 6)
C_I	$a\,^4F_4—c\,^4F_3^0$	02	12	1		1, 3, 5, 6)
C_{II}	$b\,^4F_3—28_3$	00	826	1		
C_I C_I	{ $a\,^4F_4—a_5$ $a\,^4F_3—c\,^4G_3^0$ }	2391	99	2		1, 3, 5, 6)
	—	91	43	5		6)
M } C_{II} }	$b\,^4F_4—11_4$	{ 90 89	01 976	1 1		} 6)
M } C_{II} }	$a\,^4F_3—(m\,^2F_3^0)$	{ 89 89	55 } 526 }	2		5, 6) *)
M	—	88	93	1		6) *)
M, C_{II}	$a\,^4F_3—(a\,^2P_2^0)$	88	40	1		} 6)
M, C_{II}	$b\,^4F_4—12_3$	88	174	1		
M, C_{II}	$b\,^4F_3—14_2$	87	47	1		6)
M	—	86	38	2		6) *)
C_I	$a\,^4F_5—c\,^4F_4^0$	84	89	(6)		1, 3, 5, 6)
M	—	83	47			2, 5, 6) *)
C_I,M,C_{II}	{ $a\,^4F_4—c\,^4G_4^0$ $b\,^4F_3—16_2$ }	80	52	1		1, 3, 5, 6)
M	—	78	62			*) 5, 6)

*) Eingeordnet bei Co II.

Einordnung					Bemerk.
	—	2377	22		6)
C_{II}	(a $^4F_2$—m $^2D_2^0$)	74	470	1	
M, C_{II}	a $^4F_3$—(m $^2P_2^0$)	72	816	1	6)
M, C_{II}	a $^4F_3$—(n $^2F_4^0$)	71	86	1	6)
	—	70	52		6)
M, C_{II}	b $^4F_4$—28_3	69	68	2	6)
C_I	a $^4F_5$—c $^4G_5^0$	65	04	(6)	1, 3, 5, 6)
M	—	63	81		6) *)
C_I	a $^4F_2$—i_3	58	21	1	5, 6)
C_I	a $^4F_3$—c_4	55	50	1	1, 5)
	—	[54]	50		6) **)
C_I, M	a $^4F_4$—b_5	53	43	(2)	1, 3, 5, 6) *)
M, C_{II}	b $^4F_5$—11_4	52	873	3	6)
M, C_{II}	a $^4F_3$—(m $^2D_3^0$)	51	41	1	6)
M, C_{II}	b $^4F_2$—m $^4D_2^0$	50	32	1	6)
M	a $^4F_2$—25	47	43		6) *)
C_I, C_{II}	a $^4F_4$—(n $^2F_3^0$)	46	18	1	1, 5, 6)
	—	45	57		1, 6)
C_I, M	a $^4F_2$—n_1	44	29	1	5, 6) *)
M, C_{II}	a $^4F_4$—(n $^2F_4^0$)	39	05	1	3, 6)
M, C_{II}	a $^4F_2$—$23_{3,2}$	38	65	1	6)
	—	38	0		6)
M	b $^4F_4$—29	37	49		6)
C_I	a $^4F_3$—i_3	35	98	1	1, 5, 6)
	—	34	2		6)
M	b $^4F_5$—28	33	1		6)
	—	32	2		6)
M, C_{II}	b $^4F_2$—$30_{2,3}$	29	97	1	6)
M, C_{II}	b $^4F_3$—m $^4D_2^0$	29	12	3	2, 5, 6)
M	—	26	47		6) *)
M	—	26	15		3, 6) *)
M	a $^4F_3$—25	25	55		6)
M	—	24	36		6) *)
C_I	a $^4F_4$—c_4	23	18	1	1, 3, 5, 6)
M	a $^4F_3$—24	21	41		6)
	—	20	04		6) Ni?
C_I	a $^4F_3$—m (?)	19	27	2	5)
	—	17	15		6) Ni?
M, C_{II}	a $^4F_3$—$23_{3,2}$	16	88	1	6)
	—	16	12		6)
M	—	14	99		6) *)
	—	13	67		5, 6)
C_I,M, C_{II}	a $^4F_4$—($^2D_3^0$)	11	65	2	3, 5, 6) *)
M, C_{II}	b $^4F_4$—m $^4D_3^0$	11	38	1	1, 6)
C_I	a $^4F_5$—b_5	09	03	1	3, 5, 6)
M	—	07	89		6) *)
M M, C_{II}	a $^4F_4$—21_5 } b $^4F_2$—n $^4D_3^0$ }	05	18	1	6)

*) Eingeordnet bei Co II. **) Druckfehler bei Meggers und Walters.

Einordnung					Bemerk.
C_I	$a\,^4F_4$—i_3	2304	22		5)
M, C_{II}	$b\,^4F_5$—$m\,^4D_4^0$	03	99	1	6)
	—	00	82		6)
C_{II}	$b\,^4F_2$—$n\,^4D_2^0$	2299	78	3	2, 5)
M, C_{II}	$b\,^4F_2$—$n\,^4D_1^0$	98	39	1	6)
C_{II}	$b\,^4F_3$—$n\,^4D_4^0$	96	74	1	6)
	—	96	09		6)
M, C_{II}	$a\,^4F_5$—$(n\,^2F_4^0)$	95	23	4	1, 3?, 5, 6)
M	$a\,^4F_4$—25	94	04		6)
	—	91	50		6)
C_I	$a\,^4F_3$—l_3	90	35	1	3?, 5, 6?)
C_I	$a\,^4F_4$—m	87	86	1	1?, 5, 6)
M	—	86	21		1, 2, 3, 5, 6)*)
C_{II}	$a\,^4F_4$—$23_{3,2}$	85	50	3	6)
M, C_{II}	$b\,^4F_3$—$n\,^4D_3^0$?	84	96	3	6)
M, C_{II}	$b\,^4F_3$—$n\,^4D_2^0$	79	53	4	6)
	—	76	56		1, 3, 6)
	—	75	92		1, 3?, 5, 6)
	—	74	60		1, 5, 6)
	—	68	83		6)
C_{II}	$b\,^4F_4$—$n\,^4D_4^0$	68	24	3	6)
M, C_{II}	$a\,^4F_2$—$(^4P_2^0)$	67	17	2	2, 5, 6)
	—	64	96	3	6)
M	$a\,^4F_5$—21_5	62	63		5, 6)
M	$a\,^4F_4$—26	57	64		6)
M, C_{II}	$b\,^4F_4$—$n\,^4D_3^0$	56	64	4	6)
	—	53	91		6)
	—	53	6		6) Ni?
M, C_{II}	$a\,^4F_2$—13_2	52	77	3	6)
C_{II}	$a\,^4F_2$—z_2	49	03	3	
M, C_{II}	$a\,^4F_3$—$(^4P_2^0)$	46	61	3	6)
C_{II}	$a\,^4F_2$—28_3	45	51	3	
C_{II}	$a\,^4F_3$—11_4	43	26	3	
C_{II}	$a\,^4F_3$—12_3	41	71	2	
	—	36	84		6)
C_{II}	$b\,^4F_5$—$n\,^4D_4^0$	34	86	4	2, 5, 6)
M, C_{II}	$a\,^4F_2$—14_2	33	83	3	6)
M, C_{II}	$a\,^4F_3$—13_2	32	54	3	6)
M	$a\,^4F_5$—27	29	87		6)
C_{II}	$a\,^4F_3$—z_2	28	88	3	
C_{II}	$a\,^4F_2$—15_3	28	41	1	
	—	27	84		5, 6)
	—	25	77		6)
M, C_{II}	$a\,^4F_3$—28_3	25	43	3	6)
		19	27	3	6)
M, C_{II} M, C_{II}	{ $a\,^4F_4$—11_4 $a\,^4F_3$—14_2 }	13	92	6	6)
M, C_{II}	$a\,^4F_4$—12_3	12	38	4	2, 5, 6)

*) Eingeordnet bei Co II.

Einordnung					Bemerk.
M, C_{II}	$a\,^4F_3$—15_3?	2208	59	3	[5, 6])
M, C_{II}	$a\,^4F_3$—16_2	07	89	5	[5, 6])
	—	04	9		[5, 6])
C_{II}	—	2199	66		[6])
M, C_{II}	$a\,^4F_3$—$m_4D_4^0$	98	85	0	
M, C_{II}	$a\,^4F_4$—28_3	96	59	5	[5, 6])
	—	91	90		[6])
	—	90	3		[6])
	—	86	79		[6])
	—	84	31		[6])
M, C_{II}	$a\,^4F_2$—$m\,^4D_2^0$	82	57	3	[6])
	—	81	77		[6])
	—	81	12		[5, 6])
M, C_{II}	$a\,^4F_4$—15_3	80	01	3	[3?, 6])
	—	78	92		[6])
	—	78	08		[6])
M, C_{II}	$a\,^4F_5$—11_4	74	67	3	[6])
	—	74	44		[6])
M, C_{II}	$a\,^4F_3$—$m\,^4D_3^0$	73	89	3	[6])
C_{II}	$a\,^4F_4$—$m\,^4D_4^0$	70	64	2	
M, C_{II}	$a\,^4F_2$—$m\,^4D_1^0$	68	79	3	[6])
	—	66	86		[6])
M, C_{II}	$a\,^4F_2$—$30_{2,3}$	65	14	2	[6])
M, C_{II}	$a\,^4F_3$—$m\,^4D_1^0$	63	60	3	[6])
	—	58	34		[6]) Ni?
M, C_{II}	$^4F_4$—$m\,^4D_3^0$	46	30	2	[3?, 6])
C_{II}	$a\,^4F_2$—$n\,^4D_2^0$	38	98	0	
M, C_{II}	$a\,^4F_2$—$n\,^4D_1^0$	37	82	1	[6])
C_{II}	$a\,^4F_5$—$m\,^4D_4^0$	32	87	0	
C_{II}	$a\,^4F_4$—$n\,^4D_4^0$	09	09	3	
C_{II}	$a\,^4F_4$—$n\,^4D_3^0$	2098	92	1	

Wegen den Anmerkungen in der Spalte „Bemerk." siehe den folgenden Text sowie oben p. 505.

Wie bereits erwähnt, ist bisher nur für einen Teil der gemessenen Linien die Einordnung bei Co I gelungen. Wenngleich von den übrigen (es sind rund 500) ein Teil zu höheren Ionisationsstufen gehören wird — nur bei Co II und Co V ist einiges bekannt —, so bleibt unzweifelhaft noch eine ganze Anzahl Linien von Co I uneingeordnet. Deswegen wurden in Tab. 3 außer den bereits eingeordneten Linien auch verschiedene andere aufgenommen, deren Zugehörigkeit zu Co I aus irgendwelchen Gründen (z. B. Beobachtung in Absorption) plausibel erscheint. Wenn verschiedene Linien aus der Tabelle (durch *) gekennzeichnet) bei Co II bzw. bei Co I und Co II gleichzeitig eingeordnet sind, so ist zu bedenken, daß bei so linienreichen Spektren wie Co I (und vermutlich auch Co II) scheinbare Koinzidenzen nicht unmöglich sind.

Bevor wir nun die Absorptionsuntersuchungen besprechen, muß allerdings noch darauf hingewiesen werden, daß sich unter den umgekehrten Linien nicht nur Linien des Co I befinden, wie manche Autoren irrtümlich annehmen, son-

dern auch Linien des Funkenspektrums, welche zu den niedrigsten Energieniveaus gehören.

Abgesehen von einer älteren Arbeit von Finger [48] über den Unterwasserfunken untersuchten als erste v. Angerer und Joos [106] die Absorption des Kobaltdampfes (im elektrischen Ofen) zwischen λ 3530 und λ 2274. Ihre Arbeit ist bedeutsam als Grundlage der Einordnung von Catalán und Bechert [120]; die von ihnen angegebenen Linien (in Tab. 3 mit [1]) versehen) konnten mit Ausnahme der folgenden sechs sämtlich bei Co I eingeordnet werden:

3530.9; 3454.4; 3044.15; 2412.85; 2345.05; 2293.05.

Die Arbeit von Hulburt [109] über Spektra des Unterwasserfunkens zwischen λ 4500 und λ 2000 enthält für Kobalt leider keine Zahlen; der Verfasser bemerkt lediglich, daß über 100 Linien umgekehrt erschienen. Dieselbe Gegend des Unterwasserfunkens untersuchen dann Buffam und Ireton [118]. Ein Teil ihrer 99 Linien ist bei Co I eingeordnet worden (vgl. Tab. 3, wo diese Linien durch [2]) gekennzeichnet sind), die übrigen seien hier zusammengestellt, da die Arbeit schwer zugänglich ist.

3969.13	3491.99	2929.52	2559.41 Co II	2422.57	2311.94
3894.54	76.37	2811.53	53.37	04.17	2278.50
74.73	3374.31	2775.58	41.95 Co II	2371.76	58.65
45.32	3260.82	52.07	25.57	63.53	45.13 Co II
3530.55	3034.46	2694.68 Co II?	2464.21	50.78	37.63
06.52	26.27	29.98	23.63	44.75	24.16
					20.18 Co II?

Gleichzeitig untersuchten McLennan und McLay [123] denselben Spektralbereich in Absorption im elektrischen Ofen. Auch ihre Linien sollen, soweit sie noch nicht eingeordnet sind (Tab. 3[3])), hier mitgeteilt werden, desgleichen die Linien, welche McLennan und Cooley [131] im ultravioletten Gebiet (λ 1928 bis λ 1455) ebenfalls im elektrischen Ofen umgekehrt gefunden haben.

3446.081	3019.110	2510.080	2413.610	2290.63
3390.797	2561.401	2436.663	12.877	75.44
3134.090	36.460	32.213	2346.678	14.80
01.580	21.361	24.938	2295.30	2180.18
				46.16

Vollständig absorbiert			Teilweise absorbiert	
1928.0 2	1567.54 1	1480.87 2	1696.81 0	1523.99 1
1726.12 1	57.05 1	72.84 3	47.36 3	21.64 2
1673.71 1	20.47 00	66.19 3	1576.85 3	1479.45 00
72.17 1	13.02 1	55.78 1	74.52 1	78.28 0
49.12 2	11.64 0	48.06 1	72.62 2	54.96 1

Auch Sur und Majumdar [132] benutzen den Kingschen Ofen bei ihrer Untersuchung des Co-Spektrums zwischen λ 4190 und λ 2354. Die von ihnen in Absorption gefundenen Linien sind Tab. 3 mit [4]) bezeichnet. Außer diesen 84 bereits eingeordneten Linien erhalten sie noch folgende:

3961.006; 3604.469; 2842.388; 2663.531; 2354.825.

Schließlich sind noch die umfangreicheren Untersuchungen des Unterwasserfunkens durch Smith und Muskat [145] mit über 300 Linien und von Meggers und Walters [139] mit 350 Linien zu besprechen. Die Mehrzahl der Linien von Smith und Muskat ist bei Co I eingeordnet, andere sind als Linien des Co II erkannt, aber es bleiben noch einige Dutzend, die vermutlich zu Co I gehören, und die deshalb hierunter zusammengestellt sind.

4320.37	2811.53	2578.93	2419.13	2350.78	2276.75
3922.76	2764.19	59.41 Co II	12.88	46.58	75.90
3801.23	52.07	41.95 Co II	08.74 Co II	45.05	74.70
3485.71	45.11	25.57	2396.24	24.80	65.82 Co II
76.37	15.99	06.92	83.45 Co II	21.26	62.63
36.97	05.86	2470.28	78.62 Co II	15.95	61.81
3390.80	2694.68 Co II	64.21 Co II	73.40	13.71	37.25
83.92	80.11	41.04	71.76	2292.05 Co II	29.12
46.94	63.53 Co II	27.00	71.40	88.84	27.84
2929.52	29.98	23.63 Co II	63.53	86.25 Co II	24.16
2842.39	2590.61	22.57	54.83	83.09	04.9
					2187.29 Co II?
					81.12

Ergebnisreicher ist die Arbeit von Meggers und Walters [139]. Auch sie fanden eine Anzahl von Linien, welche damals nicht eingeordnet waren, und bei einem Teil davon ist ihnen dann, wie schon oben erwähnt, die Einordnung gelungen. Außer denjenigen Linien, deren Zugehörigkeit zu Co II sichergestellt ist, sind alle Linien von Meggers und Walters in Tab. 3 aufgeführt, wo sie durch [6]) gekennzeichnet sind, während [5]) die Linien von Smith und Muskat bezeichnet.

Co II. Achtvalenzelektronensystem mit Triplett- und Quintett-Termen.

Nachdem zuerst Russell [142] durch Homologiebetrachtungen drei Linien dem Co II zugeordnet hatte, hat Meggers [151] die Aufsuchung und Ordnung der Terme ernstlich in Angriff genommen; endlich hat Findlay [162] die Arbeit von Meggers fortgeführt. Er benutzte dabei Platten und weitere Messungen von Meggers, machte auch selbst Aufnahmen bis λ 1940, wobei als Normalen Linien von Silber und Kupfer (nach Shenstones Berechnung) dienen mußten, da für diesen Teil des Spektrums noch immer keine genügenden Normalen beschafft worden sind; die Messungen von Meggers ändert er so, daß sie zu diesen Normalen passen.

Der wichtigste Fortschritt aber wird dadurch gemacht, daß Findlay zwischen 3700 und 2190 den Zeemaneffekt (an 15 Linien) untersucht, wodurch er einige von

Meggers' Termbestimmungen korrigieren kann. Wie man aus der folgenden Termtabelle ersieht, sind die beobachteten g-Werte der Terme mit der Annahme Landéscher g-Werte für alle Terme verträglich. Die Ionisierungsspannung ergibt sich, in Übereinstimmung mit Russells Voraussage [143], zu 17.1 V (für den Übergang von $3d^8$ zu $3d^7$).

Tabelle 4. Terme des Co II nach Findlay.

Konfiguration	Bezeichnung	Termwert	g-Wert beobachtet	g-Wert berechnet
$3d^8$	$a\,^3F_4$	0.0		
	$a\,^3F_3$	950.3		
	$a\,^3F_2$	1597.2		
$3d^7(^4F)\,4s$	$4s\,^5F_5$	3350.5	1.39	1.40
	$4s\,^5F_4$	4028.9	1.36	1.35
	$4s\,^5F_3$	4560.8	1.25	1.25
	$4s\,^5F_2$	4950.0	1.00	1.00
	$4s\,^5F_1$	5204.5	.00	.00
	$4s\,^3F_4$	9812.7	1.28	1.25
	$4s\,^3F_3$	10708.1	1.10	1.08
	$4s\,^3F_2$	11321.5	0.60	0.67
$3d^7(^4P)\,4s$	$4s\,^5P_3$	17771.5	1.70	1.67
	$4s\,^5P_2$	18031.5	1.86	1.83
	$4s\,^5P_1$	18338.5	2.48	2.50
$3d^7(^4F)\,4p$	$4p\,^5F_5^0$	45197.8	1.40	1.40
	$4p\,^5F_4^0$	378.8	1.38	1.35
	$4p\,^5F_3^0$	972.1	1.26	1.25
	$4pz\,^5D_4^0$	46320.8	1.48	1.50
	$4p\,^5F_2^0$	452.6	1.02	1.00
	$4p\,^5F_1^0$	786.3	.00	.00
	$4pz\,^5D_3^0$	47039.0	1.51	1.50
	$4p\,^5G_6^0$	078.2	1.33	1.33
	$4p\,^5G_5^0$	345.7	1.27	1.27
	$4pz\,^5D_2^0$	537.1	1.52	1.50
	$4p\,^5G_4^0$	807.2	1.15	1.15
	$4pz\,^5D_1^0$	848.5	1.53	1.50
	$4pz\,^5D_0^0$	995.1	0/0	0/0
	$4p\,^5G_3^0$	48150.7	0.92	0.92
$3d^7(^4F)\,4p$	$4p\,^5G_2^0$	48388.1	0.33	0.33
	$4p\,^3G_5^0$	555.9	1.20	1.20
	$4p\,^3G_4^0$	49348.2	1.09	1.05
	$4p\,^3F_4^0$	697.5	1.20	1.25
	$4p\,^3G_3^0$	50035.9	0.80	0.75
	$4p\,^3F_3^0$	381.6	1.08	1.08
	$4p\,^3F_2^0$	913.8	0.65	0.67
	$4p\,^3D_3^0$	51512.2	1.32	1.33
	$4p\,^3D_2^0$	52229.6	1.16	1.17
	$4p\,^3D_1^0$	684.5	0.45	0.50
$3d^7(^4P)\,4p$	$4p\,^5S_2^0$	56010.6	1.99	2.00
	$4py\,^5D_3^0$	61240.8	1.51	1.50
	$4py\,^5D_2^0$	260.1	1.51	1.50
	$4py\,^5D_1^0$	348.5(?)	—	1.50
	$4py\,^5D_4^0$	388.1	1.50	1.50
	$4py\,^5D_0^0$	457.9	0/0	0/0
	$4p\,^5P_3^0$	63344.1	1.67	1.67
	$4p\,^5P_2^0$	366.9	1.86	1.83
	$4p\,^3P_2^0$	615.7	1.33	1.50
	$4p\,^5P_1^0$	665.0	2.62	2.50
$3d^7(^4P)\,5s$	$5s\,^5F_5$	84012.3		
	$5s\,^5F_4$	584.8		
	$5s\,^5F_3$	85165.3		
	$5s\,^3F_4$	479.2		
	$5s\,^5F_2$	593.9		
	$5s\,^5F_1$	874.1		
	$5s\,^3F_3$	86343.8		
	$5s\,^3F_2$	937.7		

Die folgende Tabelle enthält alle von Findlay eingeordneten Linien. Bei jeder Linie ist angegeben, von wem die Einordnung stammt; dabei bedeutet M = Meggers, M* = Meggers korrigiert von Findlay, F = Findlay.

Tabelle 5. Co II.

Einordnung				
[1]				
M	$4s\,^5P_3-4p\,^5F_4^0$	3621	22	100
M	$4s\,^5P_2-4p\,^5F_3^0$	3578	03	30
M	$4s\,^5P_1-4p\,^5F_2^0$	55	93	10
M	$4s\,^5P_3-4p\,^5F_3^0$	45	03	25
M	$4s\,^5P_2-4p\,^5F_2^0$	17	48	10
M	$4s\,^5P_1-4p\,^5F_1^0$	14	21	5
M	$4s\,^5P_3-4pz\,^5D_4^0$	01	73	200
M	$4s\,^5P_2-4pz\,^5D_3^0$	3446	40	100
M	$4s\,^5P_1-4pz\,^5D_2^0$	23	85	75
M	$4s\,^5P_3-4pz\,^5D_3^0$	15	78	75
M	$4s\,^5P_2-4pz\,^5D_2^0$	3388	18	50
M	$4s\,^5P_1-4pz\,^5D_1^0$	87	72	60
M	$4s\,^5P_1-4pz\,^5D_0^0$	70	94	50[2]
M	$4s\,^5P_3-4pz\,^5D_2^0$	58	59	10
M	$4s\,^5P_2-4pz\,^5D_1^0$	52	80	30
M	$4p\,^3D_3^0-5s\,^3F_4$	2943	16	30
M	$4p\,^3D_2^0-5s\,^3F_3$	30	45	10
F	$4s\,^3F_3-4p\,^5F_4^0$	2883	43	1
F	$4p\,^3D_2^0-5s\,^3F_2$	80	32	3
F	$4p\,^3D_3^0-5s\,^3F_3$	70	03	3
F	$4p\,^3F_3^0-5s\,^3F_4$	48	36	5
F	$4s\,^3F_2-4p\,^5F_2^0$	45	64	2
M	$4s\,^3F_3-4p\,^5F_3^0$	34	92	2
M	$4s\,^3F_4-4p\,^5F_5^0$	25	22	8
F	$4p\,^3F_2^0-5s\,^3F_3$	21	63	5
M	$4s\,^3F_2-4p\,^5F_1^0$	18	86	1
M	$4s\,^3F_4-4p\,^5F_4^0$	10	85	5
M	$4s\,^3F_3-4pz\,^5D_4^0$	07	17	2
F	$4s\,^3F_2-4pz\,^5D_3^0$	2798	92	2
F	$4s\,^3F_3-4p\,^5F_2^0$	96	86	2
F	$4p\,^3F_4^0-5s\,^3F_4$	93	93	20
F	$4p\,^3F_3^0-5s\,^3F_3$	79	82	20
F	$4p\,^3F_2^0-5s\,^3F_2$	75	11	20
F	$4p\,^3G_4^0-5s\,^3F_4$	66	85	30
F	$4s\,^3F_4-4p\,^5F_3^0$	64	75	1
F	$4p\,^3G_3^0-5s\,^3F_3$	53	38	10
F	$4s\,^3F_4-4pz\,^5D_4^0$	38	32	1

Einordnung				
M	$4s\,^3F_2-4pz\,^5D_1^0$	2736	91	2
F	$4p\,^3F_3^0-5s\,^3F_2$	34	68	10
F	$4p\,^3F_4^0-5s\,^3F_3$	27	91	20
M	$\left\{\begin{array}{l}4s\,^3F_2-4p\,^5G_3^0\\4s\,^3F_3-4pz\,^5D_2^0\end{array}\right\}$	14	40	15
F	$4p\,^3G_3^0-5s\,^3F_2$	09	12	10
F	$4p\,^3G_5^0-5s\,^3F_4$	07	55	30
F	$4p\,^5G_6^0-5s\,^5F_5$	06	72	50
F	$4p\,^3G_4^0-5s\,^3F_3$	02	19	20
M	$4s\,^3F_2-4p\,^5G_2^0$	2697	02	3
M	$4s\,^3F_3-4p\,^5G_4^0$	94	65	25
F	$4p\,^5G_2^0-5s\,^5F_2$	86	97	1
F	$4p\,^5G_5^0-5s\,^5F_4$	84	50	50
F	$4p\,^5G_4^0-5s\,^5F_3$	76	03	20
F	$4p\,^5G_3^0-5s\,^5F_2$	69	89	10
F	$4p\,^5G_2^0-5s\,^5F_1$	66	82	5
M	$4s\,^3F_4-4p\,^5G_5^0$	63	52	60
F	$4pz\,^5D_3^0-5s\,^5F_4$	62	64	2
M	$4s\,^5P_1-4p\,^5S_2^0$	53	68	15
F	$4s\,^3F_3-4p\,^5G_2^0$	53	16	1
F	$4pz\,^5D_4^0-5s\,^5F_5$	52	36	5
F	$4pz\,^5D_0^0-5s\,^5F_1$	39	26	2
M	$4s\,^5P_2-4p\,^5S_2^0$	32	22	30
F	$4pz\,^5D_1^0-5s\,^5F_1$	29	01	0
F	$4pz\,^5D_2^0-5s\,^5F_2$	26	89	10
F	$4pz\,^5D_3^0-5s\,^5F_3$	22	06	5
M	$4s\,^5P_3-4p\,^5S_2^0$	14	37	20
F	$4pz\,^5D_4^0-5s\,^5F_4$	12	63	10
F	$4pz\,^5D_3^0-5s\,^5F_2$	2592	90	2
[F	[$4p\,^5F_3^0-5s\,^5F_4$]	[82	37]	4][3]
[F	[$4p\,^5F_4^0-5s\,^5F_5$]	[80	93]	5][3]
M	$4s\,^3F_3-4p\,^3G_4^0$	87	23	60
M	$4s\,^3F_2-4p\,^3G_3^0$	82	27	50[3]
M	$4s\,^3F_4-4p\,^3G_5^0$	80	35	100[3]
F	$4p\,^5F_5^0-5s\,^5F_5$	75	61	5
M	$4s\,^3F_3-4p\,^3F_4^0$	64	04	75
M	$4s\,^3F_2-4p\,^3F_3^0$	59	41	40

[1] Hier bedeutet M = Meggers, F = Findlay.

[2] Zeemaneffekt gemessen von Findlay.

[3] Wie man aus der unrichtigen Reihenfolge der Linien ersieht (die genau nach Findlays Tabelle wiedergegeben ist), liegt hier ein Versehen vor. Findlays Einordnung $4p\,^5F^0-5s\,^5F$ ergibt ungefähr $\nu = 38612.5$ bzw. 38634.1 in Übereinstimmung mit den ν-Werten seiner Tabelle, während zu den angegebenen Wellenlängen 2582.37 bzw. 2580.93 die Werte $\nu = 38712.5$ bzw. 38734.1 gehören. Trotz der nicht unbedeutenden Wellenlängendifferenzen gegenüber den später ausgeführten beiden Linien von Meggers rührt das Versehen offenbar daher, daß Findlay das Linienpaar 2582, 2580, welches bereits von Meggers als 2582.27 bzw. 2580.35 gemessen und als $4s\,^3F-4p\,^3G^0$ eingeordnet war, nochmals gemessen und, infolge eines Irrtums beim Aufsuchen der ν, fälschlich neu als $^5F^0-{}^5F$-Kombination eingeordnet hat.

Einordnung				
F	$4p\,^5F_2^0-5s\,^5F_2$	2554	09	2
F	$4p\,^5F_3^0-5s\,^5F_3$	50	69	5
F	$4p\,^5F_4^0-5s\,^5F_4$	49	90	5
M	$4s\,^3F_3-4p\,^3G_3^0$	41	95	50
M	$4s\,^3F_4-4p\,^3G_4^0$	28	61	50
M	$4s\,^3F_2-4p\,^3F_2^0$	24	98	80 [1])
M	$4s\,^3F_3-4p\,^3F_3^0$	19	82	60
M	$4s\,^3F_4-4p\,^3F_4^0$	06	47	70
M	$4s\,^3F_2-4p\,^3D_3^0$	2487	43	4
M	$4s\,^3F_3-4p\,^3F_2^0$	86	45	35
M	$4s\,^3F_4-4p\,^3G_3^0$	85	36	10
M	$4s\,^3F_4-4p\,^3F_3^0$	64	20	35
M	$4s\,^3F_3-4p\,^3D_3^0$	50	01	35
M	$4s\,^5F_3-4p\,^5F_4^0$	49	15	10
M	$4s\,^3F_2-4p\,^3D_2^0$	43	77	40
M	$4s\,^5F_2-4p\,^5F_3^0$	36	98	10
M	$4s\,^5F_4-4p\,^5F_5^0$	28	29	10
M	$4s\,^5F_1-4p\,^5F_2^0$	23	61	10 [1])
M	$4s\,^5F_4-4p\,^5F_4^0$	17	66	40 [1])
M	$4s\,^3F_2-4p\,^3D_1^0$	16	90	30
M	$4s\,^5F_3-4p\,^5F_3^0$	14	06	40 [1])
M	$4s\,^5F_2-4p\,^5F_2^0$	08	76	25 [1])
M	$4s\,^3F_3-4p\,^3D_2^0$	07	67	20
M	$4s\,^5F_1-4p\,^5F_1^0$	04	17	20 [1])
M	$4s\,^3F_4-4p\,^3D_3^0$	2397	38	60
M	$4s\,^5F_3-4pz\,^5D_4^0$	93	91	10
M	$4s\,^5F_2-4p\,^5F_1^0$	89	54	40 [1])
M	$4s\,^5F_5-4p\,^5F_5^0$	88	90	100 [1])
M	$4s\,^5F_3-4p\,^5F_2^0$	86	37	50
M	$4s\,^5F_4-4p\,^5F_3^0$	83	45	80
M	$4s\,^5F_5-4p\,^5F_4^0$	78	62	100
M	$4s\,^5F_2-4pz\,^5D_3^0$	75	19	15
M	$4s\,^5F_4-4pz\,^5D_4^0$	63	79	80
M*	$4s\,^5F_1-4pz\,^5D_2^0$	61	53	10 [1])
M*	$4s\,^5F_3-4pz\,^5D_3^0$	53	43	60
M*	$4s\,^5F_2-4pz\,^5D_2^0$	47	41	30
M*	$4s\,^5F_1-4pz\,^5D_1^0$	44	26	25 [1])
M*	$4s\,^5F_1-4pz\,^5D_0^0$	36	24	20 [1])
M*	$4s\,^5F_2-4pz\,^5D_1^0$	30	37	30
M*	$4s\,^5P_1-4py\,^5D_2^0$	29	12	10
M*	$4s\,^5F_5-4pz\,^5D_4^0$	26	49	25
M*	$4s\,^5F_3-4pz\,^5D_2^0$	26	13	20
M*	$4s\,^5F_4-4pz\,^5D_3^0$ $4s\,^5P_1-4py\,^5D_1^0$	24	32	40
M*	$4s\,^5P_1-4py\,^5D_0^0$	18	43	8 [1])
M*	$4s\,^5F_1-4p\,^5G_2^0$	14	99	30
M*	$4s\,^5F_2-4p\,^5G_3^0$	14	05	40
M*	$4s\,^5P_2-4py\,^5D_3^0$	13	60	8
M*	$4s\,^5P_2-4py\,^5D_2^0$	2312	55	10
M*	$4s\,^5F_3-4p\,^5G_4^0$	11	62	50
M*	$4s\,^5P_2-4py\,^5D_1^0$ $4s\,^5F_4-4p\,^5G_5^0$	07	86	75
M*	$4s\,^5F_2-4p\,^5G_2^0$	01	42	15
M*	$4s\,^5P_3-4py\,^5D_3^0$	2299	77	25
M*	$4s\,^5P_3-4py\,^5D_2^0$	98	74	10
M*	$4s\,^5F_3-4p\,^5G_3^0$	93	41	30
M*	$4s\,^5P_3-4py\,^5D_4^0$	92	00	40
M*	$4s\,^5F_4-4p\,^5G_6^0$	86	17	150
M*	$4s\,^5F_5-4p\,^5G_4^0$	83	54	20
M*	$4s\,^5F_3-4p\,^5G_2^0$	80	98	4
M*	$4s\,^5F_5-4p\,^5G_5^0$	72	28	20
M*	$4s\,^5F_4-4p\,^5G_3^0$	65	76	6
M*	$4s\,^5F_5-4p\,^5G_4^0$	48	68	8
M*	$4s\,^5F_4-4p\,^3G_5^0$	45	13	100
M*	$4s\,^5F_3-4p\,^3G_4^0$	32	08	50
M*	$4s\,^5P_1-4p\,^5P_2^0$	20	14	15 [1])
M*	$4s\,^5F_2-4p\,^3G_3^0$	17	30	4
M*	$4s\,^5F_3-4p\,^3F_4^0$	14	80	20
M*	$4s\,^5F_5-4p\,^3G_5^0$	11	44	30
M*	$4s\,^5P_1-4p\,^3P_2^0$	07	93	50 [1])
M*	$4s\,^5P_2-4p\,^5P_3^0$	06	21	75
M*	$4s\,^5F_4-4p\,^3G_4^0$	05	88	10
M*	$4s\,^5P_1-4p\,^5P_1^0$	05	53	20
M*	$4s\,^5P_2-4p\,^5P_2^0$	05	09	20
M*	$a\,^3F_3-4pz\,^5D_4^0$	03	44	5
M*	$a\,^3F_4-4p\,^5F_4^0$	02	96	100
M*	$4s\,^5F_2-4p\,^3F_3^0$	00	42	25
M*	$4s\,^5F_3-4p\,^3G_3^0$	2198	30	20
M*	$4s\,^5P_3-4p\,^5P_3^0$	93	61	100
M*	$4s\,^5P_3-4p\,^5P_2^0$	92	51	50
M*	$4s\,^5P_2-4p\,^5P_1^0$	90	69	75
M*	$4s\,^5F_4-4p\,^3F_4^0$	89	00	25
M*	$4s\,^5F_1-4p\,^3F_2^0$	87	05	25
F	$4s\,^5F_3-4p\,^3F_3^0$	81	73	10
M*	$4s\,^5P_3-4p\,^3P_2^0$	80	61	20
M*	$4s\,^5F_2-4p\,^3F_2^0$	74	94	2
F	$a\,^3F_4-4p\,^5F_3^0$	74	54	50
M*	$4s\,^5F_5-4p\,^3G_4^0$	73	33	60
M*	$4s\,^5F_4-4p\,^3G_3^0$	72	90	7
M*	$a\,^3F_4-4pz\,^5D_4^0$	58	16	2
M*	$4s\,^5F_5-4p\,^3F_4^0$	56	95	40
M*	$4s\,^5F_4-4p\,^3F_3^0$ $4s\,^5F_3-4p\,^3F_2^0$	56	69	10
M*	$a\,^3F_2-4p\,^5G_3^0$	47	38	2
M*	$4s\,^5F_2-4p\,^3D_3^0$	46	99	10
M*	$a\,^3F_2-4p\,^5G_2^0$	36	50	4
M*	$a\,^3F_3-4p\,^5G_4^0$	33	47	10

Die mit [1]) bezeichneten Linien sind von Findlay auf Zeemaneffekt untersucht.

Einordnung				
M*	$4s\,^5F_3-4p\,^3D_3^0$	2129	17	1
M*	$4s\,^5F_1-4p\,^3D_2^0$	25	87	3
M*	$a\,^3F_3-4p\,^5G_3^0$	17	95	8
M*	$4s\,^5F_2-4p\,^3D_2^0$	14	40	2
M*	$a\,^3F_4-4p\,^5G_5^0$	11	46	50
M*	$4s\,^5F_1-4p\,^3D_1^0$	05	49	2
M*	$4s\,^5F_4-4p\,^3D_3^0$	05	34	3
M*	$4s\,^5F_3-4p\,^3D_2^0$	2097	12	5
M*	$4s\,^5F_2-4p\,^3D_1^0$	94	24	1
M*	$a\,^3F_4-4p\,^5G_4^0$	91	09	6
M*	$a\,^3F_3-4p\,^3G_4^0$	65	55	50
M*	$a\,^3F_2-4p\,^3G_3^0$	63	80	35
M*	$a\,^3F_4-4p\,^3G_5^0$	58	84	30
F	$a\,^3F_3-4p\,^3F_4^0$	50	75	10

Einordnung				
M*	$a\,^3F_2-4p\,^3F_3^0$	2049	19	2
M*	$a\,^3F_3-4p\,^3G_3^0$	36	61	3
M*	$a\,^3F_2-4p\,^3F_2^0$	27	08	20
M*	$a\,^3F_4-4p\,^3G_4^0$	25	80	10
M*	$a\,^3F_3-4p\,^3F_3^0$	22	35	20
F	$a\,^3F_4-4p\,^3F_4^0$	11	52	5
F	$a\,^3F_3-4p\,^3F_2^0$	00	80	10
F	$a\,^3F_4-4p\,^3G_3^0$	1997	93	3
F	$a\,^3F_4-4p\,^3F_3^0$	84	21	1
F	$a\,^3F_2-4p\,^3D_2^0$	74	38	1
F	$a\,^3F_2-4p\,^3D_1^0$	56	78	30
F	$a\,^3F_3-4p\,^3D_2^0$	49	46	20
F	$a\,^3F_4-4p\,^3D_3^0$	40	64	50

Von höheren Ionisationsstufen ist nur Co V bekannt.

Co V. Fünfvalenzelektronensystem mit Quartett- und Sextett-Formen.

In einer Arbeit, die dem Vergleich der „isoelektronischen" Spektra von V I, Cr II, Mn III, Fe IV, CO V und Ni VI gewidmet ist, gibt Gilroy [173] u. a. für Linien

Tabelle 6. Terme des Co V nach Gilroy.

Konfiguration	Bezeichnung	Termwert
$3d^44d$	$^6G_7$	337.287
		929
	$^6G_6$	338.216
		785
	$^6G_5$	339.001
		631
	$^6G_4$	339.632
		425
	$^6G_3$	340.057
		312
	$^6G_2$	340.369
$3d^44p$	$^4F_5^0$	426.409
		274
	$^4F_4^0$	426.683
		197
	$^4F_3^0$	426.880
		145
	$^4F_2^0$	427.025
$3d^44p$	$^6D_5^0$	431.194
	$^6P_4^0$	431.488

Konfiguration	Bezeichnung	Termwert
$3d^44p$	$^4P_3^0$	431.976
	$^6P_3^0$	432.622
	$^4P_2^0$	432.757
	$^6D_4^0$	432.934
	$^4P_1^0$	433.306
	$^6P_2^0$	433.437
	$^6D_3^0$	434.130
	$^6D_2^0$	434.977
	$^6D_1^0$	435.463
	$^6F_6^0$	435.484
		1.374
	$^6F_5^0$	436.858
		1.073
	$^6F_4^0$	437.931
		831

Konfiguration	Bezeichnung	Termwert
$3d^44p$	$^6F_3^0$	438.762
		573
	$^6F_2^0$	439.335
		376
	$^6F_1^0$	439.711
$3d^44s$	$^4D_4$	501.264
		.626
	$^4D_3$	501.890
		.428
	$^4D_2$	502.318
		265
	$^4D_1$	502.583
	$^6D_5$	509.796
		851
	$^6D_4$	510.647
		677
	$^6D_3$	511.324
		524
	$^6D_2$	511.848
		314
	$^6D_1$	512.162
$3d^5$	$^6S_3$	673.859

Die inneren Quantenzahlen wurden um $^1/_2$ erhöht.

des Co V zwischen λ 1488 und λ 412 Wellenlängenmessungen und Einordnung, die in Tab. 7 mitgeteilt werden, während Tab. 6 die von der Verfasserin aufgefundenen Terme enthält. Der theoretische Inhalt der Arbeit (Gesetzmäßigkeiten in der Lage korrespondierender Terme, niedergelegt in dem bekannten Diagramm von Gibbs und White, sowie Prüfung des Gesetzes der regulären und irregulären Dubletts) ist hier nicht zu besprechen.

Tabelle 7. Co V.

Einordnung			
$3d^4 4s$ $3d^4 4p$			i
$^4D_2-{}^4P_1^0$ [1]	1488	73	20
$^4D_3-{}^4P_2^0$	86	02	25
$^4D_1-{}^4P_1^0$	82	91	20
$^4D_4-{}^4P_3^0$	82	62	25
$^4D_2-{}^4P_2^0$	76	65	30
$^4D_3-{}^4P_3^0$	68	98	35
$^4D_2-{}^4P_3^0$	59	77	15
$^6D_3-{}^6F_2^0$	1389	11	32
$^6D_1-{}^6F_1^0$	80	21	10
$^6D_2-{}^6F_3^0$	79	05	10
$^6D_3-{}^6F_3^0$	78	12	25
$^6D_4-{}^6F_4^0$	75	20	30
$^6D_1-{}^6F_2^0$	73	09	30
$^6D_5-{}^6F_5^0$	71	01	10
$^4D_4-{}^4F_4^0$	69	30	4
$^6D_2-{}^6F_3^0$	68	24	30
$^4D_4-{}^4F_5^0$	64	17	30
$^6D_3-{}^6F_4^0$	62	46	30
$^4D_3-{}^4F_3^0$	61	32	20
$^4D_3-{}^4F_4^0$	57	67	30
$^4D_2-{}^4F_2^0$	56	09	tr.
$^6D_4-{}^6F_5^0$	55	20	40
$^4D_2-{}^4F_3^0$	53	42	15
$^4D_1-{}^4F_1^0$	51	22	6
$^6D_5-{}^6F_6^0$	45	67	50
$^6D_3-{}^6D_3^0$	01	12	35
$^6D_2-{}^6D_3^0$	1295	87	40
$^6D_4-{}^6D_4^0$	95	55	25
$^6D_5-{}^6D_5^0$	86	95	28
$^6D_3-{}^6P_2^0$	84	00	15
$^6D_4-{}^6P_3^0$	81	63	30
$^6D_5-{}^6P_4^0$	77	01	50
$3d^4 4s$ $3d^4 4p$			i
$^6D_2-{}^6P_2^0$	1275	52	2
$^6D_6-{}^6D_6^0$	72	23	20
$^6D_3-{}^6P_3^0$	70	70	20
$^6D_1-{}^6P_2^0$	70	44	tr.
$^6D_4-{}^6P_4^0$	63	28	5
$^6D_5-{}^6D_6^0$	58	61	6
$3d^3 4s^2$ $3d^3 4sp$			
$^4F_5-{}^4G_5^0$	1246	91	8
$^4F_4-{}^4G_4^0$	39	85	2
$^4F_5-{}^4G_6^0$	36	95	20
$^4F_3-{}^4G_3^0$	34	55	2
$^4F_4-{}^4G_5^0$	31	73	15
$^4F_3-{}^4G_4^0$	28	19	8
$^4F_2-{}^4G_3^0$	26	31	3
$3d^4 4p$ $3d^4 4d$			
$^6F_6^0-{}^6G_6$	1028	08	1
$^6F_5^0-{}^6G_5$	21	14	10
$^6F_6^0-{}^6G_7$	18	36	10
$^6F_4^0-{}^6G_4$	17	43	1
$^6F_5^0-{}^6G_6$	13	80	10
$^6F_4^0-{}^6G_5$	10	94	10
$^6F_3^0-{}^6G_4$	09	02	15
$^6F_2^0-{}^6G_3$	07	51	10
$^6F_1^0-{}^6G_2$	06	86	4
$3d^5$ $3d^4 4p$			
$^6S_3-{}^6P_2^0$	415	94	1
$^6S_3-{}^6P_3^0$	14	52	5
$^6S_3-{}^6P_4^0$	12	59	10

Zur Theorie vergleiche man die Arbeiten von Catalán [119, 122] und von Laporte [130).

[1]) Die inneren Quantenzahlen sind um ½ erhöht.

Mit dem Zeemaneffekt befassen sich nur zwei Arbeiten, die schon oben besprochen worden sind: Catalán und Bechert [120] diskutieren ältere Messungen von Rybár [58], und Findlay [162] untersucht einige Linien des Funkenspektrums; neuere Messungen für Co I fehlen anscheinend.

Auch über den Starkeffekt, der bereits von Takamine [90] genauer untersucht war, ist nicht viel Neues zu berichten: er wird von Nagaoka und Sugiura [113] in leider sehr summarischer Weise behandelt. Sie sagen, bei Kobalt seien die Linien in verschiedener Art beeinflußt, so daß sich keine allgemeine Regel geben lasse; die Spaltungen seien komplexer als bei Eisen und Nickel. Für vier Linien (λ 4132.30; 4072; 4045.56 und 3664.7) geben die Autoren Zahlen; sie finden die parallele Komponente etwas weniger verschoben. Sodann beobachten Kimura und Nakamura [105] für verschiedene Elemente die Verbreiterung der Linien im Starkstrombogen und suchen sie in Beziehung zu setzen zum Starkeffekt. Bei Kobalt gelingt ihnen das jedoch nicht, da die Linien scharf bleiben. Ferner verfolgen Nagaoka, Nukiyama und Futugami [140] den zeitlichen Verlauf einer kondensierten Funkenentladung (nach der Methode von Schuster und Hemsalech) und geben auch für Kobalt eine tabellarische Übersicht des Verhaltens einer Anzahl Linien. Leider gibt ihr Begleittext nur Andeutungen; genauere Beobachtungen werden in Aussicht gestellt.

Merrill [104] untersucht die Emissionsverteilung im Bogen und teilt die Linien in fünf Klassen ein je nach der Änderung ihrer Intensität vom negativen zum positiven Pol. Es zeigt sich, daß eine Beziehung zu den Temperaturklassen von King besteht, indem die Linien durchschnittlich desto reichlicher verstärkt werden, zu je höherer Temperaturklasse sie gehören.

Wie schon oben S. 496 erwähnt, hat Casper [181] das Spektrum des Kobaltbogens bei vermindertem und normalem Druck im Gebiet λ 4698 bis 3287 mit einer großen Bonner Konkavgitter aufgenommen und ausgemessen. Er fand bei vermindertem Druck eine geringere Aufspaltung der Vielfachterme als bei normalem Druck. Ferner gibt er eine Klassifizierung nach dem Aussehen der Linien und eine Gruppeneinteilung nach der Veränderung der Schwingungszahlen bei Druckänderung[1]) und kommt so zu dem Resultat, daß der Kobaltbogen als Normalenlichtquelle ungeeignet sei. Ein Vergleich mit den Wellenlängen aus dem Sonnenatlas (Rowland's Preliminary Table rev. Washington 1928) verlief ergebnislos.

Neuere Untersuchungen der Feinstruktur liegen anscheinend nicht vor; Ruark und Chenault [124] geben lediglich eine Zusammenstellung und Diskussion bekannter Resultate (für Co ist nur die Linie 4629.5 nach Wali-Mohammad [62] als komplex bekannt).

Davidson und Stratton [137] besprechen das Auftreten der Multipletts im Spektrum der Chromosphäre.

Über Bandenspektra von Kobalt (vgl. dieses Handbuch Bd. V p. 335 [1910]) scheint seither nichts veröffentlicht zu sein.

---

[1]) Man vergleiche dieses Handbuch Bd. **VII** p. 414f. (1924), wo eine analoge Gruppierung nach Wellenlängenänderungen besprochen ist.

Lediglich erwähnt werde eine Anzahl Arbeiten von verschiedenem Wert, welche sich, meist unter chemischen Gesichtspunkten, mit der Absorption in Salzlösungen und Kristallen befassen: Hill und Howell [107], Brode [147], Brode und Morton [148], Vaillant [159] und [169], Châtelet-Lavollay [171], Samuel [175] und Vaillant [177].

Röntgenspektrum.

Das von Siegbahn und Thoraeus [115] neu aufgefundene L-Emissionsspektrum wurde von Kellström [156, 157] und Howe [155, 163] mittels Strichgittern untersucht. Dabei schloß Kellström seine Werte an Kristallmessungen an (man vgl. den entsprechenden Abschnitt bei Calcium), während Howe absolut mißt.

Geeignete Kristallgitter liefern in diesem Wellenlängenbereich eine größere Dispersion, so daß Thoraeus [133] und Karlsson [164] einige weitere Linien angeben konnten. Die Ergebnisse dieser Messungen bringt Tab. 8.

Tabelle 8.
Emission, L-Reihe. Wellenlängen in ÅE.

Übergänge	Bezeichnung	Mit Liniengitter		Mit Kristall		
		Kellström [156, 157]	Howe [155, 163]	Siegbahn und Thoraeus [115]	Thoraeus [133]	Karlsson [164]
$L_{III} M_I$	Z	18.28	18.34	—	18.20	18.25
$L_{II} M_I$	η	—	—	—	17.77	17.86
$L_{III} M_{IV,V}$	$\alpha_{1,2}$	15.94	15.99	16.07	15.94	15.93
$L_{II} M_{IV}$	β_1	—	15.64	15..80	15.62	15.63
$L_I M_{II,III}$	$\beta_{3,4}$	—	—	—	—	14.24

Mit der K-Emission beschäftigen sich eine größere Anzahl Arbeiten. K. Lang [110a] und Eriksson [150] geben Präzisionsmessungen, von denen die letztgenannten wenigstens noch in der ersten Dezimale richtig sein dürften. Die Übereinstimmung beider erstreckt sich auf vier Stellen. — Daran angeschlossen sind Untersuchungen schwächerer Linien von Ortner [141], Beuthe [160] und Kawata [165]. Diese Messungen sind in Tab. 9 zusammengestellt. Siegbahn und Ray [114] geben noch für den Wellenlängenabstand des $K_{\alpha_{12}}$-Dubletts den Wert 4.19 XE an, für die Linienbreite $\alpha_1 : 2.33$, $\alpha_2 : 1.79$, $\alpha_{3,4} : 1.58$ XE.

Es liegen ferner drei Untersuchungen über Linienstruktur vor. Seljakow, Krasnikow und Stellezky [144] geben an, daß die K_{α_1}-Linie eine Verbreiterung nach der langwelligen Seite zeigt, gleichzeitig mit dem Auftreten der β'-Linie. Nach Dolejšek und Filčaková [153] ist β' breit, zeigt keine Verschiebung mit der chemischen Bindung und kann somit nicht dem Übergang KM_{II} entsprechen. Zahlenangaben fehlen leider. Valasek [170] findet ebenso keine Struktur trotz größter Auflösung.

Die sorgfältigen Intensitätsmessungen nach photographischer Methode innerhalb der K-Reihe von Meyer [158] sind in Tab. 9 mit aufgenommen.

Tabelle 9.

Messungen mit Kristallgitter.

Wellenlängen in XE, bezogen auf Kalkspat: $d_{18}{}^0 = 3029.45$ XE, Emission, K-Reihe.

$n = \infty$

Übergänge	Bezeichnung	i[1])	Lang [110a]	Ortner [141]	Eriksson [150]	Beuthe [160]	Kawata [165]
KL_{II}	α_2	53.2	1789.48	—	1789.187	—	—
KL_{III}	α_1	100	1785.28	—	1785.287	—	—
KM_I?	η	[00]	—	—	—	1641.7	—
Funkenl.	β'	[00]	—	1620.3	1620.11	—	—
$KM_{II,III}$	β_1	19.1	1617.13	[1617.13][2])	1617.436	—	[1617.13][2])
Funkenl.	β''	[00]	—	—	—	— ($\beta\gamma$)	1610.14
$KM_{IV,V}$	β_5	0.23	—	—	1605.62	1603.4	1605.4
Funkenl.	β'''	[00]	—	—	—	—	1602.68

Arbeiten über die L-Absorption mit Kristall- oder Strichgitter liegen noch nicht vor. Dagegen wurden folgende Werte für die K-Absorptionskante gefunden:

Dolejšek und Pestrekov [154]	1604.4
Åse (nach Siegbahn, Spektrosk. d. Röntgenstr. 2. Aufl., p. 265)	1604.0
Kievit und Lindsay [166, 167]	1604.3 (XE),

also in recht guter Übereinstimmung. Auch Valouch [178] gibt für metallisches Co 1604.4, für $CoCl_2 \cdot 6\,H_2O$ dagegen in wässeriger Lösung 1602.2, in alkoholischer Lösung 1602.5, doch ohne Angaben, ob die Meßgenauigkeit diese Differenzen überschreitet.

Schließlich finden Kievit und Lindsay [167] eine ausgeprägte Sekundärabsorption. Sie stellen dabei von der langwelligen Seite kommend auf den Beginn der Schwärzungsänderung ein. Ihre Ergebnisse finden sich in Tab. 10.

Tabelle 10.

Sekundäre K-Absorptionskanten bei reinem Element nach Kievit und Lindsay [167].

	Hauptkante	Nebenkanten I	II	III	IV
λ	1604.3	1601.9	1595.4	1586.6	1557.0
$\Delta \frac{\nu}{R}$	—	0.86	3.17	6.32	17.25
ΔV	—	11.6	43	152	234

Levi [112], Thomas [126, 127], Davies und Horton [129], sowie Andrewes, Davies und Horton [128] ermitteln „kritische Potentiale" weicher Strahlung, auf die aber hier nicht weiter eingegangen werden soll, vgl. die Bemerkung bei Kohlenstoff.

[1]) Nach Meyer [158]; die Werte in [ ] nur als ungefährer Anhalt.

[2]) Nach Siegbahn und Dolejšek [103].

Eine Zusammenstellung der Niveauwerte nach Siegbahn bringt Tab. 11. — Für die Linien gelten die Siegbahnschen Bezeichnungen, für die Niveaus die nach Bohr und Coster.

Tabelle 11.

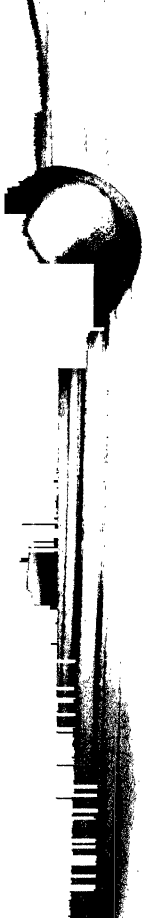
Energiewerte des Röntgenniveaus nach Siegbahn[1]).

Röntgenniveau	K	L_{II}	L_{III}	M_I	$M_{II,III}$	$M_{IV,V}$
Opt. Symbol	$1\ ^2S_{\frac{1}{2}}$	$2\ ^2P_{\frac{1}{2}}$	$2\ ^2P_{\frac{3}{2}}$	$3\ ^2S_{\frac{1}{2}}$	$3\ ^2P_{\frac{1}{2}\cdot\frac{3}{2}}$	$3\ ^2D_{\frac{3}{2}\cdot\frac{5}{2}}$
$\frac{\nu}{R}$	**568.1**[2])	58.8	57.7	7.6	4.7	0.5

[1]) Spektroskopie d. Röntgenstr. 2. Aufl. p. 348—349. Berlin 1931.

[2]) Experimentell. Die übrigen berechnet.

Abgeschlossen 15. 6. 1932.



Chrom (Cr = 52.01, Z = 24).

Isotopen (50, 52, 53, 54).

Nachtrag zur Literatur Bd. VII.

[100] N. Lockyer and F. E. Baxandall, Enhanced lines of titanium, iron and chromium in the Fraunhofer spectrum. Monthly Not. **65** App. 1 p. 2—14 (1904).

[101] H. Gieseler, Serienzusammenhänge im Bogenspektrum des Chroms. Ann. d. Phys. (4) **69** p. 147—160 (1922).

[102] A. de Gramont, Raies ultimes et séries spectrales. C. R. **175** p. 1025—1030 (1922).

[103] A. de Gramont, Sur l'emploi de l'annalyse spectrographique en métallurgie. Rev. de métallurgie **19** p. 90—100 (1922).

[104] C. C. Kiess, H. K. Kiess, Series regularities in the arc spectrum of chromium. Science (N. S.) **56** p. 666 (1922).

[105] A. Sommerfeld und W. Heisenberg, Die Intensität der Mehrfachlinien und ihrer Zeemankomponenten. Zs. f. Phys. **11** p. 131—154 (1922).

Literatur ab 1923 (2. Fortsetzung).

[106] H. D. Babcock, The Zeeman effect for iron, chromium and vanadium and determination of e/m. Phys. Rev. (2) **22** p. 201 (1923).

[107] H. D. Babcock, A determination of e/m from measurements of the Zeeman effect. Astrophys. J. **58** p. 149—163 (1923).

[108] M. A. Catalán, Sur la structure des spectres d'arc des éléments des colonnes VI et VII de la table périodique. C. R. **176** p. 84—85 (1923).

[109] M. A. Catalán, Séries spectrales et potentiels d'ionisation du chrome et du molybdène. C. R. **176** p. 216—217 (1923).

[110] M. A. Catalán, Sur la structure des spectres d'arc du molybdène, du sélénium et du chrome C. R. **176** p. 247—248 (1923).

[111] M. A. Catalán, Séries spectrales et potentiels d'ionisation et de résonance du chrome et du molybdène. C. R. **176** p. 1063—1065 (1923).

[112] M. A. Catalán, Estructura del espectro del átomo neutro del cromo. An. Soc. Españ. **21** p. 84—125 (1923). Ref. Ber. **4** p. 1252 (1923).

[113] M. A. Catalán, Series and other regularities in the spectrum of manganese. Phil. Trans. A **223** p. 127—173 (1923).

[114] F. Croze, Sur les rapports des raies ultimes et des raies de résonance dans les spectres qui comprennent plusieurs systèmes de séries. C. R. **177** p. 1285—1287 (1923).

[115] A. de Gramont, Observations sur la structure du spectre de chrome. C. R. **176** p. 216—217 (1923).

[116] J. Kettmann, Über die Intensität von Röntgenspectrallinien bei höheren Spannungen. Zs. f. Phys. **18** p. 359—371 (1923).

[117] M. Kimura and G. Nakamura, The broadening of spectral lines caused by increased current density and their Stark effects. Jap. J. Phys. **2** p. 61—75 (1923).

[118] A. Landé, Termstruktur und Zeemaneffekt der Multipletts. Zs. f. Phys. **15** p. 89—105 (1923).

[118a] A. B. McLay, Ultraviolet spectrum of chromium. Trans. Canada (3) **17** III p. 137—139 (1923).

[119] A. Sommerfeld, Über die Deutung verwickelter Spektren (Mn, Cr usw.) nach der Methode der inneren Quantenzahlen. Ann. der Phys. (4) **70** p. 32—62 (1923).

[120] G. Wentzel, Bemerkungen über Serienspektren, an deren Emission mehr als ein Elektron beteiligt ist. Phys. Zs. **24** p. 104—109 (1923).

[121] E. v. Angerer und G. Joos, Die Absorptionsspektren der Elemente der Eisengruppe. Ann. der Phys. (4) **74** p. 743—756 (1924).

[122] R. T. Birge, Spectral series of divalent elements. J. Opt. Soc. Amer. **8** p. 233—243 (1924).

[123] K. Chamberlain, Fine structure of X-ray absorption edges. Nature **114** p. 500—501 (1924).

[124] D. Coster, Über die Absorptionsspektren im Röntgengebiet. Zs. f. Phys. **25** p. 83—98 (1924).

[125] H. Gieseler, Das Bogenspektrum des Chroms. Zs. f. Phys. **22** p. 228—244 (1924).

[126] H. Gieseler und W. Grotrian, Die Absorptionsspektren von Chrom- und Eisendampf. Zs. f. Phys. **22** p. 245—260 (1924).

[127] E. O. Hulburt, The absorption lines in the spectrum of the metallic spark in water. Phys. Rev. (2) **24** p. 129—133 (1924).

[128] M. Kimura and G. Nakamura, A classification of enhanced lines of various elements. Jap. J. Phys. **3** p. 197—215 (1924).

[129] A. S. King, The electric furnace spectra of vanadium and chromium in the ultra-violet. Astrophys. J. **60** p. 282—300 (1924).

[130] R. J. Lang, On the ultra-violet spark spectra of some of the elements. Phil. Trans. A **224** 371—419 (1924).

[131] M. Levi, On the characteristic X-rays from light elements. Trans. Canada (3) **18** III p. 159—176 (1924).

[132] W. F. Meggers, C. C. Kiess, and F. M. Walters, The displacement law of arc and spark spectra. J. Opt. Soc. Amer. **9** p. 355—374 (1924).

[133] R. A. Millikan and J. S. Bowen, Extreme ultraviolet spectra. Phys. Rev. (2) **23** p. 1—34 (1924).

[134] H. Nagaoka and Y. Sugiura, Distribution of electric field in metal arcs of .... Jap. J. Phys. **3** p. 47—73 (1924).

[135] M. Siegbahn and B. B. Ray, On the irregularity of the $K\alpha$ doublets in the elements of lower atomic number. The spark lines of copper. Arkiv f. Mat. Astr. o. Fys. **18** No. 19 (1924).

[136] L. et E. Bloch, Nouvelles recherches sur quelques spectres d'étincelle dans la région de Schumann. J. de Phys. et le Radium (6) **6** p. 154—166 (1925).

[137] K. Chamberlain, Fine structure of certain X-ray absorption edges. Phys. Rev. (2) **26** p. 525—537 (1925).

[138] R. Frerichs, Intensitätsmessungen in Multipletts. Zs. f. Phys. **31** p. 305—310, Ann. d. Phys. (4) **81** p. 807—845 (1925).

[139] F. Hund, Zur Deutung verwickelter Spektren, insbesondere der Elemente Scandium bis Nickel. Zs. f. Phys. **33** p. 345—371 (1925).

[140] C. C. Kiess, An analysis of the arc and spark spectra of chromium. J. Opt. Soc. Amer. **10** p. 287 (1925).

[141] J. C. McLennan and A. B. McLay, Absorption spectra of various elements in the ultraviolet. Trans. Canada (3) **19** III p. 89—111 (1925).

[142] A. E. Lindh, Über die K-Röntgenabsorptionsspektra der Elemente Si, Ti, V, Cr, Mn und Fe. Zs. f. Phys. **31** p. 210—218 (1925).

[143] N. Seljakow und A. Krasnikow, Ein neues $K\beta_1$-Dublett der Elemente Mn und Cr. Zs. f. Phys. **33** p. 601—605 (1925).

[144] R. Thoraeus and M. Siegbahn, A high-vacuum spectrograph for X-ray measurements and some preliminary results. Ark. f. Mat. Astron. och Fys. (A) **19** p. 9 (1925).

[145] W. C. van Geel, Intensitäten der Zeemankomponenten der Mehrfachlinien. Zs. f. Phys. **33** p. 836—842 (1925).

[146] W. F. Meggers, The periodic structural regularities in spectra as related to the periodic law of the chemical elements. Proc. Nat. Acad. Sc. **11** p. 43—47 (1925).

[147] H. N. Russell, A list of ultimate and penultimate lines of astrophysical interest. Astrophys. J. **61** p. 223—283 (1925).

[148] H. Schmidt-Reps, Über das ultrarote Emissionsvermögen einiger Oxyde. Zs. f. techn. Phys. **6** p. 322—324 (1925).

[149] U. Andrewes, A. C. Davies and F. Horton, The soft X-ray absorption limits of certain elements. Proc. Roy. Soc. A **110** p. 64—91 (1926).

[150] A. C. Davies and F. Horton, Critical potentials and X-ray term values. Phil. Mag. (7) **2** p. 1253—1263 (1926).

[151] R. C. Gibbs and H. E. White, Extension of doublet laws in the first long period to chromium and manganese. Proc. Nat. Acad. **12** p. 675—677 (1926).

[152] C. C. Kiess and O. Laporte, Displaced series in the spectrum of chromium. Science (N. S.) **63** p. 234—236 (1926).

[153] R. J. Lang, Series spectra of the first long period. Nat. **118** p. 119 (1926).

[154] J. Schrör, Beitrag zur Messung von Röntgennormalen. Ann. d. Phys. (4) **80** p. 297—304 (1926).

[155] H. Schüler, Über elektrische Anregung von Metalldämpfen im Kingschen Widerstandsofen. Zs. f. Phys. **37** p. 728—731 (1926).

[155a] R. W. Zumstein, The absorption spectra of tellurium, bismuth, chromium and copper ... Phys. Rev. (2) **27** 562—567 (1926).

[156] R. Thoraeus, The X-ray spectra of the lower elements Part I. Phil. Mag. (7) **1** p. 312—321 (1926).

[157] R. Thoraeus, The X-ray spectra of the lower elements II. Phil. Mag. (7) **2** p. 1007—1018 (1926).

[158] M. J. Druyvesteyn, Das Röntgenspektrum zweiter Art. Zs. f. Phys. **43** p. 707—725 (1927).

[159] R. C. Gibbs and H. E. White, Multiplets in two electron systems of the first long period. Phys. Rev. (2) **29** p. 426—432 (1927).

[160] R. C. Gibbs and H. E. White, Multiplets in three electron systems of the first long period. Phys. Rev. (2) **29** p. 655—662 (1927).

[161] R. C. Gibbs and H. E. White, Multiplets in the spectra of Cr (III) and Mn (III). Phys. Rev. (2) **29** p. 917 (1927).

[162] R. C. Gibbs and H. E. White, Displacement of certain multipletts and multiple levels of the first long period. Proc. Nat. Acad. **13** p. 525—531 (1927).

[163] F. L. Hunt, X-rays of long wave-length from a ruled grating. Phys. Rev. (2) **29** p. 919 (1927).

[164] F. L. Hunt, X-rays of long wave-length from a ruled grating. Phys. Rev. (2) **30** p. 227—231 (1927).

[165] M. Kimura, The number of easily detachable electrons in the atoms of various elements. Jap. J. Phys. **4** p. 71—74 (1927).

[166] W. F. Meggers and F. M. Walters, Absorption spectra of iron, cobalt and nickel. Sc. Pap. Bur. of Stand. **22** p. 205—226 (1927).

[167] H. Nagaoka, D. Nukiyama and T. Futagami, Instantaneous spectrograms of chromium, molybdenum, and tellurium. Proc. Imp. Acad. Tokyo **3** p. 403—408 (1927).

[168] G. Ortner, Die K-Linien der Elemente der Eisenreihe. II. Wien. Anz. (1927), p. 83—84.

[169] R. Ritschl, Über den Bau einer Klasse von Absorptionsspektren. Zs. f. Phys. **42** p. 172—210 (1927).

[170] H. N. Russell, Related lines in the spectra of the elements of the iron group. Astrophys. J. **66** p. 184—216 (1927).

[171] H. N. Russell, Series and ionisation potentials of the elements of the iron group. Astrophys. J. **66** p. 233—255 (1927).

[172] N. Seljakow, A. Krasnikow, T. Stellezky, Die Struktur der Linien $K\alpha$ der Elemente Cu bis Ca. Zs. f. Phys. **45** p. 548—556 (1927).

[173] A. W. Smith and M. Muskat, The absorption spectra of Ga, In, Cr, Ni and Co in underwater sparks. Phys. Rev. (2) **29** p. 663—672 (1927).

[174] Th. Dunham and Ch. E. Moore, Predicted lines of Cr II in the spectra of the sun and of α Persei. Astrophys. J. **68** p. 37—41 (1928).

[175] S. Eriksson, Präzisionsmessungen in der K-Serie der Elemente Chrom bis Nickel. Zs. f. Phys. **48** p. 360—369 (1928).

[176] D. Foster, Wave-length in the arc spectrum of chromium in international units. Astrophys. J. **67** p. 16—23 (1928).

[177] G. Joos, Die Verlagerung der Reststrahlen im sichtbaren Spektralgebiet. Phys. Zs. **29** p. 117—118 (1928).

[178] C. C. Kiess, Interferometer measurements of wave-length in the vacuum arc spectra of titanium and other elements. Bur. Stand. J. of Res. **4** p. 75—90 (1928).

[179] T. Wetterblad, Über die $K\beta_2$-Linie der Elemente K bis Mn. Zs. f. Phys. **49** p. 670—673 (1928).

[180] H. E. White, On the spectra of doubly ionized vanadium V III and triply ionized chromium Cr IV Phys. Rev. (2) **32** p. 318 (1928).

[181] V. Dolejšek and Filčáková, The complexity of the $K\beta_1$-line of X-ray spectra. Nat. **123** p. 412—413 (1929).

[182] V. Dolejšek and D. Engelmannová, Sur les doublets d'étincelle dans la série K. C. R. **188** p. 318—320 (1929).

[183] R. C. Gibbs and H. E. White, Relations between doublets of striped atoms in five periods of the periodic system. Phys. Rev. (2) **33** p. 157—162, 551—558 (1929).

[184] P. R. Gleason, The reflecting power of some substances in the extreme ultraviolet. Proc. Nat. Acad. **15** p. 551—558 (1929).

[185] C. E. Howe, Wave-length measurements of L-lines. Zn—Ca. Phys. Rev. (2) **33** p. 1088 (1929).

[186] G. Kellström, Undersökning av L-serien hos elementen 29 Cu—20 Ca medelst plangitter-spectrograf. Fysisk. Tidsskr. **27** p. 145—148 (1929).

[187] G. Kellström, Wellenlängenbestimmungen in der L-Reihe der Elemente 29 Cu bis 20 Ca mit Plangitterspektrograph. Zs. f. Phys. **58** p. 511—518 (1929).

[188] E. Krömer, Zeemaneffekt and Zuordnung im Spektrum des einfach ionisierten Chroms. Zs. f. Phys. **52** p. 531—548 (1929).

[189] H. T. Meyer, Über die Intensität der K-Linien des Röntgenspektrums in Abhängigkeit von der Ordnungszahl. Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konz. **7** p. 108—162 (1929).

[190] A. Poirot, Sur l'émission des rayons anodiques de sodium et de chrome. C. R. **189** p. 150—151 (1929).

[191] M. Siegbahn, On the methods of precision measurements of X-ray wave-lengths. Ark. f. Mat., Astron. och Fysik **21** A No. 21 20 pp. (1929).

[192] H. E. White, The spectra of trebly ionized vanadium and quadruply ionized chromium. Cr V. Phys. Rev. (2) **33** p. 286 (1929).

[193] H. E. White, Spectral relations between certain isoelectronic systems and sequences. Part. I. Ca I, Se II, Ti III, V IV and Cr V. Phys. Rev. (2) **33** p. 538—547 (1929).

[194] H. E. White, Spectral relations between certain isoelectronic systems and sequences. Part II. Sc I, Ti II, V III, Cr IV, Mn V. Phys. Rev. (2) **33** p. 672—683 (1929).

[195] H. E. White, Spectral relations between certain isoelectronic systems and sequences. Part III. Ti, V, Cr, Mn, Fe. Phys. Rev. (2) **33** p. 914—924 (1929).

[196] H. E. White, Spectral relations between certain iso-electronic systems and sequences in the "iron group". Phys. Rev. (2) **33** p. 1098 (1929).

[197] D. M. Yost, The K-absorption discontinuities of manganous and chromate ions. Phil. Mag. (7) **8** p. 845—846 (1929).

[198] H. Beuthe, Über neue schwache Linien in der K-Reihe der Elemente V bis Y. Zs. f. Phys. **60** p. 603—616 (1930).

[199] M. A. Catalán, Análisis parcial del espectro del Cr II. Anales Soc. Españ. Fís. Quim. **28** p. 611—631 (1930).

[200] K. Burns, Spectroscopic notes. Publ. Allegheny Observ. **8** No. 1 (1930).

[201] W. W. Coblentz and R. Stair, Reflecting power of beryllium, chromium and several other metals. Bur. Stand. J. of Res. **2** p. 343—345 (1930).

[202] H. Deslandres, Propriétés des raies et séries anormales dans les spectres atomiques. C. R. **191** p. 7—11 (1930).

[203] C. E. Hesthal, Intensity relations in some of the stronger multiplets of chromium II. Phys. Rev. (2) **35** p. 126 (1930).

[204] C. E. Howe, The L-series spectra of the elements from calcium to zinc. Phys. Rev. (2) **35** p. 717—725 (1930).

[205] A. Karlsson, Die Gitterkonstante hochmolekularer gesättigter Fettsäuren nebst den Röntgenspektren innerhalb der K- und L-Reihe bei einigen niedrigen Elementen. Ark. f. Mat. Astr. o. Fysik (A) **22** Nr. 9, 23 pp. (1930).

[206] S. Kawata, Satellites of the K-line of elements from Fe to Zn. Mem. Coll. Sci. Kyoto Imp. Univ. (A) **13** p. 383—387 (1930).

[207] C. C. Kiess, Terms of the arc and spark spectra of chromium. Bur. of Stand. J. of Res. **5** p. 775—779 (1930).

[208] B. Kievit and A. Lindsay, Fine structure in K X-ray absorption spectra. Phys. Rev. (2) **35** p. 292 (1930).

[209] B. Kievit and G. A. Lindsay, Fine structure in the X-ray absorption spectra of the K-series of the elements calcium to gallium. Phys. Rev. (2) **36** p. 648—664 (1930).

[210] L. Vegard, Neue Typen von Emissionsspektren. Avh. Oslo No. 2, 6 pp. (1930).

[211] F. Wisshak, Über das K-Ionisierungsvermögen schneller Elektronen. Ann. d. Phys. (5) **5** p. 507—552 (1930).

[212] F. W. Aston, The isotopic constitution and atomic weights of zinc, tin, chromium and molybdenum. Proc. Roy. Soc. A. **130** p. 302—310 (1931).

[213] J. A. Bearden, Absolute wave-lengths of the copper and chromium K-series. Phys. Rev. (2) **37** p. 1694 (1931).

[214] J. A. Bearden, Absolute wave-lengths of the copper and chromium K-series. Phys. Rev. (2) **37** p. 1210—1229 (1931).

[215] M. A. Catalán and P. M. Sancho, Estructura del espectro del cromo I. Anales Soc. Españ. Fís. Quim. **29** p. 327—365 (1931).

[216] M. Châtelet-Lavollay, Sur les spectres d'absorption comparés de sels complexes de chrome et de cobalt trivalents. C. R. **193** p. 30 (1931).

[217] O. R. Ford, Survey of the satellites of the $K\alpha_{1,2}$ doublet, the $K\beta_1$ and $K\beta_2$ lines. Phys. Rev. (2) **37** p. 1695 (1931).

[219] H. Gilroy, Certain spectra in the vanadium I iso-electronic sequence. Phys. Rev. (2) **38** p. 2217—2233 (1931).

[220] H. Neufeldt, Struktur von Absorptionskanten leichter Elemente gemessen mit dem Elektronenzählrohr. Zs. f. Phys. **68** p. 659—674 (1931); Bemerkungen zu meiner Arbeit: ... Zs. f. Phys. **71** p. 412 (1931).

[221] M. N. Saha and S. C. Dele, Colours of inorganic salts. Nat. **127** p. 485 (1931).

[222] M. Sawada, On the multiple structure in the X-ray absorption spectra of the metallic elements Cr, Mn, Fe, Co, Ni and Cu. Mem. Coll. Sci. Kyoto Imp. Univ. A. **14** p. 229—250 (1931).

[223] H. Schüler und J. E. Keyston, Über Beziehungen zwischen Mengenverhältnissen der Isotopen und zwischen Kernmomenten bei einigen Elementen. Zs. f. Phys. **68** p. 174—177 (1931).

[224] E. Z. Stowell, The oscillating arc: elements of group VI. Phys. Rev. (2) **37** p. 1452—1458 (1931).

[225] W. F. C. Ferguson, The chromium oxide and the vanadium oxide band spectra. Bur. Stand. J. of Res. **8** p. 381—384 (1932).

[226] H. Geiger, Bemerkung zur Arbeit Neufeldt über die Struktur von Absorptionskanten leichter Elemente. Zs. f. Phys. **76** p. 420 (1932).

Es liegt eine ganze Anzahl neuer Messungen für die Linienspektren des Chroms vor, freilich meist nur kurze Bereiche oder einzelne Linien als Ergänzung zu den bisher bekannten Messungen. Es seien genannt: Gieseler [125], Kiess [104]; King [129], der im elektrischen Ofen für den langwelligen Teil des Spektrums die Temperaturklassen bestimmt hatte, führt das jetzt auch für kürzere Wellenlängen durch und erhält dabei eine erhebliche Anzahl neuer Linien oder Aufspaltungen alter Linien. Auch Russell [170, 171] erhält beim Aufsuchen gesetzmäßiger Linien einige neue Linien. Foster [176] mißt mit erheblicher Genauigkeit das Bogenspektrum von 4351 bis 3358 und von 2894 bis 2663 I. Å. Seine Angaben stimmen sehr gut mit denen von Hall [93] überein. Burns [200] bestimmt vier Wellenlängen mit Interferometer, ebenso Kiess [178] drei Linien. Im allgemeinen sind die Erweiterungen der Kenntnisse nicht sehr groß, so daß es nicht lohnt, eine Liste dieser neuen Linien hier gesondert zu bringen, zumal die meisten von ihnen in Ionisationsstufen eingereiht sind; die einzelnen Messungen sollen auch dort mit aufgeführt werden. Die Messungen von Meggers, Kiess und Walters [132] finden sich ebenfalls dort.

Eine große Anzahl neuer Messungen ist für das Gebiet der kurzen Wellen ausgeführt worden. Für diese Messungen im Schumann-Gebiet sind zu nennen: Millikan und Bowen [133], Lang [130], die Brüder Bloch [136]. Ihre Arbeiten umfassen das Gebiet von 1926 bis 1505 Å. Es sind alles Spektren des Funkens oder hot sparks; allein es ist sehr merkwürdig, daß keine einzige der etwa 200 Linien bei zwei Autoren mit demselben Wert angegeben wird, daß auch die unter Cr II bis Cr VI von anderen eingeordneten Linien sich in diesen Tabellen nicht finden. Die Messungen von McLay [118a] sind uns nicht zugänglich gewesen. In der folgenden Tabelle sollen nun die Messungen im Schumann-Gebiet zusammengestellt werden, soweit sie nicht in die Tabellen der verschiedenen Ionisierungsstufen eingeordnet sind.

Tabelle 1 (Messungen des Cr-Spektrums im Schumann-Gebiet).

	Lang [130]	Bloch [136]		Lang [130]	Bloch [136]		Lang [130]	Bloch [136]
1926	—	6.20 0	1903	3 1	—	1878	—	8.06 1 Fe?
24	—	4.13 0	02	—	2.37 0	77	—	7.17 1
22	—	2.65 0	1899	—	9.92 0	76	—	6.20 1
20	—	0.21 0	98	—	8.80 3	75	—	5.17 0
19	—	9.50 0	96	—	6.90 00	73	—	3.88 2
17	—	7.60 0 u	95	—	5.11 1	70	—	0.13 1
16	—	6.16 00 u	93	—	3.76 00	68	—	8.30 1
13	—	3.75 1 u	90	—	0.52 2 Fe?	62	—	2.99 3
11	—	1.35 2	87	—	7,39 1 Fe?	60	—	0.36 3
10	—	0.11 1	85	—	5.21 4 Fe?	59	—	9.61 1
07	—	7.62 0	83	—	3.17 0	58	—	8.60 3
05	—	5.89 0	81	—	1.50 0	54	—	4.92 3 Fe?
04	—	4.13 1	78	—	8.82 1	52	—	2.14 3

	Lang [130]	Bloch [136]
1850	0 2	0.21 0 Fe?
48	—	8.82 0 Fe?
46	—	6.76 1
45	—	5.86 00
44	—	4.77 00
43	—	3.71 1
42	—	2.95 1
41	—	1.92 1
40	—	0.33 4
39	—	9.21 2
37	7 C 1	7.71 1
36	—	6.75 1
36	—	6.20 1
34	—	4.13 2
33	—	3.15 1
31	—	1.53 1
30	—	0.80 2
29	—	9.99 2
28	—	8.78 0
28	—	8.23 00
27	—	7.73 3
27	—	7.12 3
26	—	6.51 3
25	7 1	5.22 1
23	—	3.62 00
23	—	3.10 0
22	—	2.30 00 Fe?
21	—	1.69 0
21	—	1.38 0
20	—	0.61 0 Mn?
19	—	9.43 2
18	—	8.45 0
17	—	7.18 00 u
16	4 40	—
15	—	5.49 0 u
12	—	2.82 3
11	—	1.43 3
10	—	0.88 2
09	—	9.26 0 Mn?
08	—	8.05 0
05	—	5.96 1 u
03	—	3.06 3
02	5 1	—
01	—	1.24 0
1798	6 1	8.07 0
97	—	7.33 0 Fe?
96	—	6.18 0
95	—	5.00 00
94	—	4.37 0
92	—	2.61 0
1791	—	1.67 0
90	—	0.16 00
88	—	8.32 00
87	—	7.65 00
85	—	5.11 0
84	—	4.47 0
83	—	3.40 0
81	—	1.68 00
80	—	0.48 00
79	—	9.18 1
78	—	8.18 2
77	—	7.34 1
76	—	6.10 0 Fe?
74	—	4.99 1
73	—	3.10 2
72	—	2.27 1
69	—	9.44 1 u Fe?
67	—	7.88 2
67	—	7.23 1
66	—	6.13 0
65	—	5.46 1
64	—	4.12 1
63	—	3.08 1
62	—	2.42 1 Mn?
61	—	1.02 2
60	—	0.10 0
58	—	8.64 0
57	—	7.53 0
55	—	5.74 2
54	—	4.97 2
53	—	3.91 0
52	—	2.68 1
50	—	0.94 1
49	—	9.51 0
47	—	7.98 3 Fe?
47	—	7.09 1 Fe?
42	3 1	—
40	—	0.40 2 Fe?
37	0 1	7.96 00 Mn?
36	—	6.67 00
35	—	5.45 00
33	—	3.31 00 Mn?
31	—	1.95 00
31	—	1.40 00
25	—	5.02 2 d
21	—	1.70 1
18	—	8.46 3
16	—	6.57 0 Mn?
15	—	5.24 0 Fe?
13	—	3.76 0
1711	—	1.68 0 Mn?
10	—	0.96 0
07	4 1	7.46 3
01	—	1.43 2
00	—	0.02 0
1698	—	8.51 0
96	—	6.48 2
94	—	4.66 00
92	—	2.70 2
90	—	0.27 0 u
88	—	8.40 0
87	—	7.12 00
86	—	6.19 00 Fe?
84	—	4.21 00
81	—	1.65 0
79	—	9.15 1 Fe?
75	—	5.58 3 Fe?
73	—	3.70 0
72	—	2.49 00
70	—	0.70 2
67	—	7.75 00 u Fe?
64	—	4.03 00
60	—	0.52 0
58	5 1	9.18 00 Fe?
52	8 1	1.41 0 Fe?
44	—	4.90 00 u
39	—	9.33 00
36	—	6.16 00
35	—	5.09 00
29	—	9.09 0
09	—	9.70 0 u
03	5 H 1	3.33 1 C?
02	—	2.52 1
1594	3 N? 1	—
91	6 N? 1	—
88	—	8.20 0 u
84	4 1	4.66 1 u
82	—	2.67 0
81	—	1.47 1
80	2 1	—
76	3 1	—
74	—	4.22 00
73	—	3.26 1
52	—	2.14 0
40	0 1	—
32	4 1	3.43 2
28	9 C? 1	—
26	—	6.80 1
19	4 1	—
16	—	6.50 2

	Lang [130]		Bloch [136]	
1516	—		6.06	2
13	—		3.93	1
08	—		8.89	0
05	—		5.94	00
1494	4 N?	1		
86	2	1		
66	8	1		
39	0 ?	3		
21	8 C?	1		
1392	0	1		
59	3	1		
49	3	1		
41	0	1		
21	2	1		
11	1	1		
1291	0	1		
67	6	1		
55	7	1		
54	1 H?	1		
44	0	1		
39	9	1		
18	9	1		
12	2	1		
10	5	1		
02	4	1		
1195	1 C?	1		
91	7	1		
80	0	1		
69	6	1		
67	1	1		
54	9	1		
51	8 O?	1		
45	6	1		
36	0	1		
16	3	1		
11	4	1		
03	8	1		
1080	6	1		
74	9	1		
69	7 C?	1		
67	7	1		
63	9	1		
57	6	1		
52	9	1		
46	4	1		
42	1	1		
40	2	1		
35	3	1		
32	1 O?	1		
29	6	1		

	Lang [130]		Millikan u. Bowen [133]	
1022	5	1		
18	7	5		
04	4	5		
02	5	1		
00	9	1		
970	6 H?	1		
69	1	1		
66	3	1		
58	5	1		
41	0	1		
29	7	1		
25	5	3		
20	0	1		
15	1 N?	1		
885	2	40		
77	—		5	0
74	4	1	—	
73	0	1		
70	4	1	—	
54	—		3	1
50	—		9	0
40	5	3	—	
25	—		3	0
18	—		4	1
15	—		2	1
08	—		9	2
03	—		6	1
796	—		2	2
90	—		2	2
86	—		0	3
81	6	1	—	
80	—		1	3 D
80	0	1	—	
68	—		2	2
65	5 O?	1	—	
64	—		4	4
54	—		1	1
49	—		7	2
45	—		0	3
28	—		6	1
26	4 C?	1	—	
24	—		6	1
15	1	1	—	
12	—		6	3
12	1	1	—	
10	—		0	2
08	5	1	—	
06	—		1	3
05	3	1	—	
697	5	1	—	

	Lang [130]		Millikan u. Bowen [133]	
694	—		7	5
91	2 C	1	—	
87	—		7	4
83	3 C	1	—	
81	—		3	5
77	—		6	4
73	—		4	3
67	—		1	5
61	—		0	3
60	0 N?	2	—	
54	—		9	4
52	0	1	—	
50	3	1	—	
48	—		7	4
43	—		5	1
37	1	1	8	6
34	—		0	5
31	5	1	—	
29			9	6
23	0	1	—	
19	—		9	6
13	—		8	5
11	3	1	—	
08	—		3	2
599	—		5	2
95	—		5	3
85	—		1	2 D
78	8	1	—	
75	—		3	5
63	—		0	1
56	3	1	—	
53			6	1
47	—		0	1
39	2 O?	1	0	2 D
31	—		1	3 D
24	—		3	2 D
19	0 O?	1	—	
15	—		7	2 D
10	1	1	—	
08	—		0	2
498	—		0	2
91	0	1	—	
87	—		7?	0
83	—		4?	0
75	—		4	0
72	0	1	—	
69	—		8	4
66	3 H	1	—	
64	—		0	4
61	9	1	—	

	Lang [130]	Millikan u. Bowen [133]
456	—	8 4
43	4 1	—
38	—	3 4
34	—	6 4
02	—	2 0
394	—	0 0 D
86	4 C? 1	—
84	—	1 1
80	5 O? 1	—
78	—	1 1
72	6 C? 1	—

	Lang [130]	Millikan u. Bowen [133]
369	—	7 i D
61	—	3 0
54	8 O? 1	—
52		2 2
45		3 O? 0
36		3 3 D
28		4 O? 1
22		0 O? 1
08		1 1
294		9 O 0
78		0 0 D

	Millikan u. Bowen [133]
69	8 2
63	1 1
53	8 1
38	6 O? 2
31	7 O? 0
26	4 1
22	6 ? 0
14	9 0
07	2 1
02	6 1

Cr I. Nach der Theorie soll das Spektrum ungerade Multiplizitäten enthalten, Singuletts bis Septetts. Die Serie der Singuletts ist noch nicht beobachtet worden, dagegen reichlich Tripletts, Quintetts und Septetts. Zuerst hat Kiess [104] 9 Tripletts gefunden, dann folgte Catalán [113] mit 3 Multipletts. Fast gleichzeitig hat Gieseler [101] dieselben Multipletts und noch einige mehr erhalten, und ihre Struktur unter Beobachtung der Zeemaneffekte erheblich weiter geklärt.

Nach diesen Anfängen hat sich Catalán eingehend mit Chrom beschäftigt [108] und schließlich [109] alles, was er gefunden, zusammengestellt und eine Termtabelle angegeben. Im folgenden Jahr hat Gieseler [125] das gleiche getan und noch etwas vollständigere Resultate erhalten. Schließlich hat noch Russell [170] eine Anzahl zu Cr I gehörender Linien angegeben, und Kiess [205] hat eine Termtabelle veröffentlicht. Den Abschluß bildet die Arbeit von Catalán u. Sancho [215], in der fast alle Linien mittels 202 Niveauwerten klassifiziert sind.

In der folgenden Tabelle sind alle diese Angaben zusammengestellt, wobei freilich die Zahlen oft voneinander abweichen. Gieseler nämlich benutzt die alten vorliegenden Messungen aus Handbuch V, die nach Rowlandschen Einheiten gemacht sind; Kiess gibt seine Zahlen reduziert aufs Vakuum. Hier sind aber alle Zahlen nach I.A. angegeben. Dabei haben wir meist die Messungen von Hall (Handbuch VII) zugrunde gelegt, aber auch Mittelwerte aus Hall, Foster, King berechnet. Die Linien, welche Gieseler allein gemessen hat nach Rowlands Skala, sind umgerechnet und in der Tabelle mit einem × bezeichnet, um sie als weniger zuverlässig zu kennzeichnen, während die übrigen Linien wohl bis auf 0.01 Å genau sein werden. Eine Schwierigkeit machte auch die Angabe der Intensität. Catalán nimmt die recht zuverlässigen Werte von King, die relativ groß sind, von 1 bis 500 gehen. Da aber King nicht alle Linien führt, finden sich dazwischen andere, die nach Skala 0—10 geschätzt sind. Wir haben auch soweit wie möglich Kings Zahlen eingesetzt, aber es ist nicht zu übersehen, daß das ganze Material unhomogen ist.

In der nun folgenden Tab. 2 geben wir die neueren Messungen des Cr I-Spektrums, soweit sie nicht im Handbuch VII p. 281 aufgeführt sind; dabei finden sich in der ersten Spalte die Wellenlängen und in der zweiten Spalte die Angaben der Autoren, wobei C = Catalán, G = Gieseler, K = Kiess und R = Russell bedeutet.

Tabelle 2. Cr I.

15860	5	30	G	2)
15680	0	30	G	
11157	6	90	C G K	
11016	0	80	C G K	
10906	2	60	C G K	
9021	69	4	C G	
17	10	5	C G	
09	95	6	C G R	
7462	34	10	C K R	
00	22	10	C K	
7355	93	9	C K	
6981	04	2	C K	
80	81	7	C K	
79	79	10	C K	
25	96	3	C K	
25	23	8	C K	
24	16	9	C K	
6883	04	9	C K	
82	41	9	C K	
81	65	9	C K	
6661	11	5	R	
30	03	3	C R	
6572	90	2	C	
37	95	3	C	
01	23	2	C	
6362	88	15	C	
30	12	25	C	
5698	33	20	R	
45	45	×0	G	
5409	80	100	C G R	
5348	31	50	C G	
45	80	70	C G	
29	74	5 u	C K	
29	13	20 u	C K	
28	35	50 u	C K	
26	55	×1	G	
24	93	×1	G	
21	25	×1	G	
19	80	×0	G	
17	33	×1	G	
10	72	2	G	1)
08	42	3	G	1)
00	74	25	C G	
5298	28	60	C K	
98	02	15 u	C G	
97	33	20 u	C K	
96	69	50	C G	

5295	66	×1	G	
76	03	200	C K	
75	66	15 u	C K	
75	17	20 u	C K	
65	72	25	C G	
64	16	50	C G	
61	75	6	R	
55	14	15	R	
47	56	40	C G	
25	04	25	R	
16	13	×0	G	
14	12	6	G	
12	23	3	G	
08	43	300	C G R	
06	04	200	C G	
04	52	150	C G	
5123	46	6	C G R	
22	11	4	R	
5093	25	×2	G	
91	85	3	C G	
68	29	2	C G	
55	59	4	C	
48	76	2	C G	
38	87	×2 d	G	
28	25	2	C	
27	54	3	C	
25	62	×2	G	
19	32	×3	G	
06	05	3	C	
05	77	3	C	
05	24	2	C	
4964	92	6	C	
42	49	8	C	
4718	45	20	R	
4665	45	×6	G	
52	18	30	C G	
51	30	20	C G	
46	17	40	C G R	
26	18	20	C G	
16	13	25	C G	
13	36	15	C G	
00	75	20	C G	
4591	41	20	C G	
80	06	20	C G	
65	52	12	C	
45	96	20	C G R	
14	53	8	G	

4496	86	25	C G	
91	69	3 u	G	
75	36	8 u	G	
39	38	×0	G	
38	18	×0	G	
36	48	×1	G	
29	45	×8	G	
12	26	6	C G	
4391	76	8	C G	
84	98	20	C G	
73	27	8	C G	
71	28	20	C G	
59	63	20	C G	
51	77	60	C G R	
51	06	20	C G	
44	51	40	C G	
39	72	20	C	
39	45	40	C	
37	57	30	C G	
4289	73	350	C G K	
75	99	×3	G	
74	80	400	C G K	
55	50	6		
54	34	500	C G K R	
40	71	10	G	
38	96	8	G	
24	51	4	G	
15	26	×1	G	
4129	36	200	C	
11	66		C	
11	35	20 u	C	
10	86		C	
4099	80	3	C	3)
97	95	3	C	3)
97	39	2	C	3)
3941	50	20	C	
28	65	25	C	
21	02	20	C	
19	17	35	C R	
16	24	12	C	
08	76	25	C R	
03	16	8	C	
02	88	12	C	
3894	04	15	C	
86	80	15	C	
85	22	15	C	
83	65	15	C	

[1]) Diese Linien werden von Eder und Valenta sowie von Exner und Haschek nur im Funkenspektrum gegeben, nicht im Bogenspektrum. Ihre Zugehörigkeit zu Cr I dürfte also zweifelhaft sein. — [2]) Wahrscheinlich gehören auch λ 18716, 18661, 18585 von Randall u. Barker hierher. Siehe Zumstein [155a]. — [3]) Hier liegt zweifellos ein Versehen vor; Catalán gibt diese Linien als von King beobachtet, aber der führt: 4099.04, 4098.16, 4097.96, 4097.65.

3870	27	3 u		R
53	19	3	G	
32	35	2	C	
31	03	5	C G	
14	62	4	G	
06	83	4	G	
3797	71	12		
89	72	4		
88	86	3		
32	03	12	C	R
30	80	10	C	
3615	65	4		R
05	33	140	C G	
3593	49	160	C	
78	69	200	C	R
3379	37	10	C	
51	96	10	C	
3266	63	5	G	
44	10	7	G	
26	54	3	G	
3192	10	5	G	
3053	88	125	C G	R
39	78	15	C	
37	05	40	C G	
34	20	40	C G	
31	35	12	C G	
30	25	60	C G	
29	17	20	C G	
24	36	70	C G	
21	57	100	C G	R
20	67	50	C G	
18	83	25	C G	
18	50	40	C G	
17	58	100	C G	
15	20	30	C G	
14	92	75	C G	
14	77	50	C G	
3013	72	40	C G	
13	04	15	C G	
05	07	35	C	
00	89	40	C	
2998	80	30	C	
96	58	40	C	
95	79	×3	G	
94	08	15	C G	
91	90	25	C	
88	66	75	C G	
86	47	100	C	R
86	13	10		
86	00	60	C	
85	85	30	C	
85	32	4		
80	79	20	C	
75	48	25	C	
71	11	30	C	
67	64	20	C	
29	44	12	G	
11	15	15	C	
10	90	20	C	
09	06	20	C	
05	50	15	C	
2899	22	10	C	
96	76	15	C	
94	18	12	C	
93	26	20	C	
89	26	15	C G	
86	99	15	C	
79	28	15	C	
71	64	12	C	
2780	70	8	C G	
69	91	6	C G	
64	36	3	C G	
61	75	3	C G	
57	10	4	C G	
2752	87	3	C G	
51	60	1	C G	
48	29	3 u	G	
36	47	4	C G	
31	91	5	C G	
26	51	5	C G	
10	46	×2	G	
05	70	3	G	
2696	73	×1	G	
90	24	×1	G	
84	72	×2	G	
84	30	×2	G	
82	52	×1	G	
81	41	3	G	
80	79	×3	G	
78	17	6	G	
76	44	×0	G	
71	07	×2	G	
70	51	×3	G	
69	39	4	G	
62	78	×2	G	
62	21	×2	G	
58	60	15	G	[1]
2591	86	15	C G	
77	66	2	C G	
71	75	4	C G	
66	55	1	C G	
60	70	3	C G	
57	14	2	C G	
53	05	2	C G	
49	51	3	C G	
45	63	3	C G	
44	73	×3	G	
38	98	×2	G	
35	27	×2	G	
32	63	×1	G	[2]

Die Tab. 3 bringt in der ersten Kolonne die Einordnung der Linien mit wenigen Ausnahmen nach Catalán u. Sancho [215]; dann folgt die Wellenlänge und Intensität, wobei hauptsächlich von Catalán die Angaben der Messungen nach Handbuch VII verwandt wurden. Dabei sind die meisten Messungen nach Hall Ergänzungen aus Exner u. Haschek. Im extremen Ultraviolett wurden Messungen von Kiess, im Roten solche von Eder u. Valenta und andere von Kiess u. Meggers benutzt. Im Ultrarot stammen die Messungen von Randall u. Barker. Die Intensitäten beziehen sich auf King, wo dieser fehlt, auf Hall, obwohl dadurch die Zahlen inhomogen werden. Die dritte folgende Kolonne gibt den Namen des Autors, wobei C=Catalán, G=Gieseler, K=Kiess, R=Russell. Dann folgt die Temperaturklasse, in welche King die Linie einordnet, endlich der Zeeman-Effekt, falls er beobachtet ist, nach Babcock [106, 107].

[1]) Gieseler gibt hier (reduziert) 2658.52. Sonst ist hier nur 56.60 beobachtet, aber das ist zweifellos Cr II. — [2]) Zumstein [155a] findet noch bei Absorptionsversuchen: 2366.85, 2365.96, 2364.74.

Tabelle 3.

[215]	λ Catalán u. Sancho [215] [1]			Temp.-Kl. King [77, 129]	Zeemaneffekt Babcock [106, 107]
$e\,^7S_3$—$x\,^7P_2^0$	18717.2	20	C	—	—
$e\,^7S_3$—$x\,^7P_3^0$	654.2	30	C	—	—
$e\,^7S_3$—$x\,^7P_4^0$	583.5	30	C	—	
$5\,^5P_2$—$5\,^5S_2$	15860.5	30	G	—	—
$5\,^5P_3$—$5\,^5S_2$	680.0	30	G	—	—
$e\,^7S_3$—$y\,^7P_4^0$	11157.6	90	C G K	—	—
$e\,^7S_3$—$y\,^7P_3^0$	016.0	80	C G K	—	—
$e\,^7S_3$—$y\,^7P_2^0$	10906.2	60	C G K	—	—
$b\,^5D_2$—$a\,^5D_2^0$	819.9	40	C	—	—
$b\,^5D_2$—$a\,^5D_3^0$ $b\,^5D_3$—$a\,^5D_3^0$	673.4	30	C	—	—
$b\,^5D_4$—$a\,^5D_4^0$	486.3	35	C	—	—
$a\,^5G_2$—$z\,^5F_1^0$	9734.51	1	C	—	—
$a\,^5G_3$—$z\,^5F_2^0$	9670.46	1	C	—	—
$a\,^5G_4$—$z\,^5F_3^0$	9574.22	2	C	—	—
$a\,^5G_3$—$z\,^5F_3^0$	71.70	0	C	—	—
$a\,^5G_5$—$z\,^5F_4^0$ $a\,^5G_4$—$z\,^5F_4^0$	9447.00	3	C	—	—
$a\,^5G_5$—$z\,^5F_5^0$ $a\,^5G_4$—$z\,^5F_5^0$	9294.11	2	C	—	—
$a\,^5G_6$—$z\,^5F_5^0$	90.42	4	C	—	—
$e\,^7S_3$—$w\,^7P_2^0$	9142.62	1 u	C	—	—
$e\,^7S_3$—$w\,^7P_3^0$	41.13	1 u	C	—	—
$e\,^7S_3$—$w\,^7P_4^0$	40.37	1 u	C	—	—
$e\,^5S_2$—$z\,^5P_1^0$	9021.69	4	C G	—	—
$e\,^5S_2$—$z\,^5P_2^0$	17.10	5	C G	—	—
$e\,^5S_2$—$z\,^5P_3^0$	09.95	6	C G R	—	—
$e\,^7D_2$—$z\,^5F_1^0$	8718.78	1	C	—	—
$a\,^5P_1$—$z\,^5D_0^0$	07.48	1	C	—	—
$a\,^5P_1$—$z\,^5D_1^0$	8643.02	1	C	—	—
$a\,^5P_2$—$z\,^5D_1^0$	36.32	1	C	—	—
$a\,^5P_1$—$z\,^5D_2^0$	8555.55	1	C	—	—
$a\,^5P_2$—$z\,^5D_2^0$	48.82	2	C	—	—
$a\,^5P_2$—$z\,^5D_3^0$	8455.22	2	C	—	—
$a\,^5P_3$—$z\,^5D_3^0$	50.25	2	C	—	—
$a\,^5P_3$—$z\,^5D_4^0$	8348.27	2	C	—	—
$a\,^7S_3$—$v\,^7P_2^0$	7726.00	1	C	—	—
$a\,^7S_3$—$v\,^7P_3^0$	24.63	1	C	—	—
$a\,^7S_3$—$v\,^7P_4^0$	22.88	2	C	—	—
$e\,^7S_3$—$z\,^7P_4^0$	7462.34	10	C K R	—	—
$e\,^7S_3$—$z\,^7P_3^0$	00.22	10	C K	—	—
$e\,^7S_3$—$z\,^7P_2^0$	7355.93	10	C K	—	—
—	6981.04	2	C K	—	—
$e\,^7D_3$—$y\,^7P_4^0$	80.81	2	C K	—	—
$e\,^7D_4$—$y\,^7P_4^0$	79.79	7	C K	—	—
$e\,^7D_5$—$y\,^7P_4^0$	78.51	6	C	III	—
$e\,^7D_2$—$y\,^7P_3^0$	25.99	1	C K	—	—

[1]) Anmerkung am Schluß der Tabelle. Intensitäten nach King, z. T. nach Hall, bis 6330 nach Handb. Bd. VII.

[215]	λ Catalán u. Sancho [215]			Temp.-Kl. King [77, 129]	Zeemaneffekt Babcock [106, 107]
$e\,^7D_3 - y\,^7P_3^0$ }	6925.20	9	C K	III	—
$e\,^7D_5 - z\,^7D_5^0$ }					
$e\,^7D_4 - y\,^7P_3^0$	24.14	10	C K	III	—
$e\,^7D_1 - y\,^7P_2^0$	6883.03	9	C K	III	—
$e\,^7D_2 - y\,^7P_2^0$	82.38	9	C K	III	—
$e\,^7D_3 - y\,^7P_2^0$	81.61	9	C K	III	—
$e\,^5D_3 - z\,^5D_4^0$	6734.16	2	C	—	—
$e\,^5D_2 - z\,^5D_3^0$	15.36	3u	C	—	—
$e\,^5D_3 - z\,^5D_3^0$	6669.25	4	C	IV	—
$e\,^5D_4 - z\,^5D_4^0$	61.09	5	C R	IV	—
$a\,^5D_4 - z\,^7P_3^0$	30.01	3	C R	I A	—
$e\,^5D_3 - z\,^5D_2^0$	12.15	2	C	—	—
$e\,^5D_4 - z\,^5D_3^0$	6597.55	2	C	V	—
$a\,^5D_4 - z\,^7P_3^0$	80.96	1	C	—	—
$a\,^5D_3 - z\,^7P_2^0$	72.90	2b	? C	I A	—
$a\,^5D_3 - z\,^7P_3^0$	37.95	2	C	I A	—
—	01.23	2	C	—	—
$a\,^5S_2 - z\,^7P_2^0$	6362.83	4	C	I A	—
$a\,^5S_2 - z\,^7P_3^0$	30.10	25 [1])	C	I A	—
$b\,^5D_2 - y\,^5D_1^0$	5884.448	(1)	C	—	—
$b\,^5D_3 - y\,^5D_2^0$	44.69	2	C	III	—
$b\,^5D_2 - y\,^5D_2^0$	43.24	(1)	—	—	—
$b\,^5D_1 - y\,^5D_2^0$	38.66	2	C	III	—
$a\,^5D_4 - z\,^7F_5^0$	5798.46		—	—	—
$e\,^7D_1 - z\,^7F_1^0$	97.890	1	C	—	—
$^5D_4 - z\,^5P_3^0$	91.00	50	C	III	—
$b\,^5D_3 - y\,^5D_3^0$	88.388	4	C	III	—
$b\,^5D_2 - y\,^5D_3^0$	87.06	3	C	III	—
$a\,^5D_1 - z\,^7F_2^0$ }	85.97	10	C	I A	—
$a\,^5D_1 - z\,^7F_3^0$ }			—	—	—
$b\,^5D_4 - y\,^5D_3^0$	81.09	8	C	III	—
$b\,^5D_3 - y\,^5D_4^0$	19.87	2	C	III	—
$b\,^5D_4 - y\,^5D_4^0$	12.75	6	C	II	(0) 1.520
$e\,^5D_4 - z\,^5F_5^0$	5698.33	20	C	III	(0) 1.172
$e\,^5D_3 - z\,^5F_4^0$	94.81	10	C	III	(0) 1.075
$e\,^5D_2 - z\,^5F_3^0$	82.50	4n	C	III	—
$e\,^5D_3 - z\,^5F_3^0$	49.41	2	C	IV	—
$e\,^5D_2 - z\,^5F_2^0$	48.12	1	C	III	—
$e\,^5D_4 - z\,^5F_4^0$	42.34	2	C	III	—
$e\,^5D_1 - z\,^5F_2^0$	28.64	8	C	III	(0) 0.913
$4\,^7P_4 - 6\,^7S_3$	45.674	0	G	—	—
$a\,^5D_4 - z\,^5P_3^0$	5409.798	100	R C G	I	komplex
$a\,^5D_3 - z\,^5P_3^0$	5348.312	50	C G	I	(0.450) 1.605
$a\,^5D_3 - z\,^5P_2^0$	45.796	70	C G	I	(0.209) (0.695) 0.793, 1.34, 1.768, 2.14
$f\,^7D_2 - y\,^7P_3^0$	44.793	2	C	III	—
$f\,^7D_1 - y\,^7P_2^0$	40.479	4	C	IV?	(0) (0.668) 1.635
$e\,^7D_3 - z\,^7P_4^0$	29.72	5n	C K	II	—

[1]) Von hier ab Int. nach King.

[215]	λ Catalán u. Sancho [215]			Temp.-Kl. King [77, 129]	Zeemaneffekt Babcock [106, 107]
$e^7D_4—z^7P_4^0$	5329.12	20n	C K	II	(0) 1.507
$e^7D_5—z^7P_4^0$	28.37	50n	C K	II	(?) 1.150
—	26.55	1	G	—	—
—	24.93	1	G	—	—
—	21.25	1	G	—	—
—	19.80	0	G	—	—
$f^7D_2—y^7P_2^0$	18.810	4	C	IV	(0.700) 2.06
—	17.33	1	G	—	—
$f^7D_3—y^7P_3^0$	12.891	5	C	IV	(0.441) 0.896
—	10.72	2	G	—	—
—	08.42	3	G	—	—
$e^5D_3—y^5P_3^0$	07.288	1	C	—	—
$f^7D_4—y^7P_4^0$	04.221	4	C	IV	(0.386) 1.607
$a^5D_2—z^5P_3^0$	00.767	25	C	I	(0) 1.890
$a^5D_2—z^5P_2^0$	5298.27	60	C K	I	(0.695) 1.232, 1.715, 2.19
$e^7D_3—z^7P_3^0$	97.96	15n	C	II	—
$e^7D_4—z^7P_3^0$	97.35	50n	C K	II	(0) 0.613
$a^5D_2—z^5P_1^0$	96.69	50	C G	I	(0) (0.994) 0.533, 1.532, 2.50
—	95.66	1	G	—	—
$f^7D_3—y^7P_2^0$	87.209	4	C	IV	—
$e^7D_1—z^7P_2^0$	76.03	20n	C K	II	(0.973) 1.347
$e^7D_2—z^7P_2^0$	75.66	15n	C K	II	—
$e^7D_3—z^7P_2^0$	75.17	20n	C K	II	vi (0) 1.333
$f^7D_4—z^7D_5^0$	73.458	6	C	III	(0) 1.480
$f^7D_4—y^7P_3^0$	72.032	8	C	III	(?) 0.942
$a^5D_1—z^5P_2^0$	65.722	25	C G	I	(0.226) 1.688, 2.15
$f^7D_3—z^7D_4^0$	65.175	8	C	III	(0) 1.492
$a^5D_1—z^5P_1^0$	64.145	50	C G	I	(0.983) 1.508, 2.54
$e^5D_4—y^5P_3^0$	61.763	6	C R	IV	(0) 1.155
$f^7D_5—y^7P_4^0$	55.143	15	C	IV	} (0) 1.350
$f^7D_2—z^7D_3^0$	54.934	10	C	IV	}
$a^5D_0—z^5P_1^0$	47.567	40	C G	I	(0) 2.53
$f^7D_1—z^7D_2^0$	43.382	7	C	III	(0) (1.010) 0.978, 1.945
$a^5P_1—x^5P_1^0$	42.467	1	C	IV	—
$e^5D_3—y^5P_2^0$	40.468	3	C	IV	—
$a^5P_2—x^5P_1^0$	38.974	5	C	III	(0) (0.660) 1.155
$a^5P_1—y^5F_2^0$	30.226	2	C	III	—
$a^5P_1—x^5P_2^0$	26.898	4	C	IV	r (0.434) 1.397
$f^7D_4—z^7D_4^0$	25.050	25	C	III	} (0) 1.642
$f^7D_5—z^7D_5^0$	24.956	25	C R	III	}
$a^5P_2—x^5P_2^0$	24.530	3	C	IV	—
$f^7D_3—z^7D_3^0$	24.094	3	C	IV	(0) 1.795
$f^7D_2—z^7D_2^0$ } $a^5P_3—x^5P_2^0$ }	22.667	2	C	IV	—
$f^7D_1—z^7D_1^0$	20.918	3	C	IV	—
—	16.13	0	G	—	—
—	14.12	6	G	—	—
$f^5S_2—z^5P_3^0$	12.23	3	C G	IV	—
$a^5S_2—z^5P_3^0$	08.429	300n	C G R	II	(0) 1.587
$a^5S_2—z^5P_2^0$	06.037	200n	C G	II	(0) 1.935

[215]	λ Catalán u. Sancho [215]			Temp.-Kl. King [77, 129]	Zeemaneffekt Babcock [106, 107]
$a\,^5S_2-z\,^5P_1^0$	5204.511	150n	C G	II	(0) 1.865
$f\,^7D_2-x\,^7D_1^0$	00.206	6	C	IV	—
$a\,^5P_2-x\,^5P_3^0$	5196.450	15	C	III	(0) 1.551
$f\,^7D_3-z\,^7D_2^0$	92.026	10	C	III	(0) 1.376, 3.13
$f\,^7D_4-z\,^7D_3^0$	84.593	10	C	III	(0) 1.486
$f\,^7D_5-z\,^7D_4^0$	77.440	7	C	IV	(0) 0.512
$a\,^5P_1-y\,^5D_1^0$	44.678	7	C	II?	(1.015) 1.507, 2.59
$a\,^5P_2-y\,^5D_1^0$	42.272	1	C	—	—
$a\,^5D_4-y\,^7P_3^0$	23.466	6	C G R	I	—
$a\,^5D_4-z\,^7D_5^0$	22.114	4	C R	I	—
$a\,^5P_1-y\,^5D_2^0$	13.133	5	C	II?	—
$a\,^5D_3-z\,^7D_4^0$	12.490	1 u	C	—	—
$a\,^5P_2-y\,^5D_2^0$	10.754	7	C	II?	(0.652) 1.735
—	5093.2	2	G	—	—
$a\,^5D_3-y\,^7P_2^0$	91.89	3	C	II A	—
$a\,^5S_2-z\,^7D_1^0$	72.927	12	C	I	(0.992) 1.022
$a\,^5D_3-y\,^7P_3^0$	68.295	2	C G	II A	—
$a\,^5P_2-y\,^5D_3^0$	67.718	10	C	III	(0?) 0.896
$a\,^5P_3-y\,^5D_3^0$	65.912	5	C	III	(0.472) 1.533
—	55.59	4	C	—	—
$a\,^5S_2-z\,^7D_2^0$	51.892	8	C	I	(0) 2.01
$a\,^5D_2-y\,^7P_2^0$	48.750	2	C G	II A	—
—	38.87	2 d	G	—	—
—	28.25	2	C	—	—
—	27.54	3	C	—	—
—	25.62	2	G	—	—
$a\,^5S_2-z\,^7D_3^0$	21.903	2	C	II A	—
—	19.32	3	G	—	—
$b\,^5D_4-w\,^5P_3^0$ } $a\,^5P_3-y\,^5D_4^0$ }	13.322	6	C	—	(0) 1.145
—	06.05	3	C	—	—
—	05.77	3	C	—	—
—	05.24	2	C	—	—
$a\,^5S_2-y\,^7P_2^0$	1) 4964.918	6	C	II A	(0.339) 2.11
$a\,^5S_2-y\,^7P_3^0$	42.490	8	C	II A	(0) 1.830
$a\,^5G_2-y\,^5F_1^0$	03.229	8	C	III	(0?) 0.853
$a\,^5G_3-y\,^5F_2^0$	4888.534	4	C	III	—
$a\,^5G_2-y\,^5F_2^0$	87.70	1	C	III	—
$a\,^5G_3-x\,^5P_2^0$	85.774	4	C	III	—
$a\,^5G_2-x\,^5P_2^0$	84.945	1	C	III A	—
$a\,^5G_4-y\,^5F_3^0$	61.837	15	C	III	(1.511) 0.967
$a\,^5G_3-y\,^5F_3^0$	61.192	4	C	III	—
$a\,^5P_1-x\,^3D_2^0$	57.37	(1)	C	—	—
$a\,^5P_2-x\,^5D_2^0$	55.153	1 u	—	—	—
$a\,^5G_2-x\,^5P_3^0$	36.851	2	C	III	(0) 1.228
$a\,^5G_5-y\,^5F_4^0$	29.360	18	C	II	(0?) 0?, 0.920, 1.583
$a\,^5P_2-x\,^5D_3^0$	06.254	1	C	III A	—
$a\,^5P_3-x\,^5D_3^0$	04.70	(1)	C	—	—
$b\,^5D_4-v\,^5P_3^0$	4799.25	(1)	C	—	—

1) Linien in Absorption nach [173].

[215]	λ Catalán u. Sancho [215]			Temp.-Kl. King [77, 129]	Zeemaneffekt Babcock [106, 107]
$e\,^5D_3—y\,^7P_3^0$	4796.9	(1 u)	C	—	—
$a\,^5G_5—y\,^5F_5^0$	90.348	2	C	III A	—
$a\,^5G_6—y\,^5F_5^0$	89.354	20	C	III	(?) 1.075
$b\,^5D_1—x\,^5F_1^0$	79.93	(1)	C	—	—
$b\,^5D_2—x\,^5F_2^0$	77.63	(1)	C	—	—
$b\,^5D_1—x\,^5F_2^0$	74.568	1	C	—	—
$b\,^5D_3—x\,^5F_3^0$	71.61	(1)	C	—	—
$b\,^5D_2—x\,^5F_3^0$	70.682	1	C	—	—
$b\,^5D_4—x\,^5F_3^0$	66.651	2	C	III	(0) 0.772
$b\,^5D_3—x\,^5F_4^0$	64.655	2	C	III	—
$e\,^5D_4—z\,^7D_5^0$	60.78	(1)	C	—	—
$b\,^5D_4—x\,^5F_4^0$	59.92	(1)	C	—	—
$b\,^5D_4—x\,^5F_5^0$	55.144	2	C	IV	—
$a\,^5P_3—x\,^5D_4^0$	45.301	2	C	III	(?) 1.155
$f\,^7D_5—z\,^7F_6^0$	18.453	20	C R	III	(?) 1.133
$f\,^7D_4—z\,^7F_5^0$	08.058	15	C	III	(?) 1.055
$a\,^5G_5—y\,^5D_4^0$	02.475	1	C	—	—
$a\,^5G_3—y\,^5D_4^0$	01.95	(1)	C	—	—
$a\,^5P_1—z\,^5S_2^0$	00.619	4	C	IV	(0) (0.458) 1.476
$a\,^5P_2—z\,^5S_2^0$	4698.618	20	C	III	} (?) 0.776
$f\,^7D_3—z\,^7F_4^0$	98.482	20	C	III	}
$a\,^5P_3—z\,^5S_2^0$	97.060	5	C	III	(?) 1.005
$f\,^7D_2—z\,^7F_3^0$	89.396	8	C	III	(0.492) (0.983) 0.494, 0.998, 1.50
$f\,^7D_1—z\,^7F_2^0$	80.55	4	C	III	—
$f\,^7D_5—z\,^7Z_5^0$	69.358	6	C	III	(0.423) 1.480
$f\,^7D_4—z\,^7F_4^0$	66.517	7	C	III	(0.438) ?
—	65.45	6	G	—	—
$f\,^7D_3—z\,^7F_3^0$	64.814	8	C	III	(0.680)
$f\,^7D_2—z\,^7F_2^0$	63.852	8	C	III	(0.988) ?
$f\,^7D_1—z\,^7F_1^0$	63.345	7	C	IV	(1.465) (—) (—) 0.258, 0.791, 1.487
$f\,^7D_1—z\,^7F_0^0$	54.756	3	C	IV	—
$a\,^5D_3—y\,^5P_2^0$	[1]) 52.166	30	C G	I	(0) (0.324) (0.686) 0.797, 1.172, 1.507, 1.848, 2.22
$a\,^5D_2—y\,^5P_1^0$	[1]) 51.297	20	C G	I	(0) (0.992) 0.487, 1.487, 2.48
$f\,^7D_2—z\,^7F_1^0$	46.804	3	C	IV	—
$a\,^5D_4—y\,^5P_3^0$	46.172	40	C G R	I	(?) 1.053
$f\,^7D_3—z\,^7F_2^0$	39.538	2	C	IV ?	—
$f\,^7D_4—z\,^7F_3^0$	33.288	2	C	IV	—
$f\,^7D_5—z\,^7F_4^0$	28.494	2	C	—	—
$a\,^5D_1—y\,^5P_1^0$	[1]) 26.186	20	C G	I	(0.993) 1.508, 2.50
$a\,^5D_0—y\,^5P_2^0$	16.135	25	C G	I	(0.313) (0.675) 1.144, 1.510, 1.888, 2.20
$a\,^5D_0—y\,^5P_1^0$	[1]) 13.371	15	C G	I	(0) 2.50, 1.144
$a\,^5D_3—y\,^5P_3^0$	[1]) 00.754	20	C G	I	(0.428) 1.517
$a\,^6D_1—y\,^5P_2^0$	[1]) 4591.400	20	C	I	(0) (0.339) 1.50, 1.85, 2.20
$b\,^5D_2—y\,^3D_1^0$	90.60	(1)	C	—	—
$b\,^5D_1—y\,^3D_1^0$	87.88	(1)	C	—	—

[1]) Linien in Absorption nach [173].

[215]	λ Catalán u. Sancho [215]			Temp.-Kl. King [77, 129]	Zeemaneffekt Babcock [106, 107]
$b\,^5D_3—y\,^3D_2^0$	4584.940	2	C	—	—
$b\,^5D_2—y\,^3D_2^0$	83.94	(1)	C	—	—
$a\,^5S_2—y\,^5P_1^0$	[1] 80.058	20	C G	I	(0) (0.496) 1.485, 2.01, 2.51
$b\,^5D_3—^3D_3^0$	71.103	1	C	IV	—
$b\,^5D_2—^3D_3^0$ / $e\,^5D_3—z\,^5P_3^0$	70.34	(1)	C	—	—
$b\,^5D_4—^3D_3^0$	66.61	(1)	C	—	—
$a\,^5D_2—y\,^5P_3^0$	65.510	12	C	I	(?) 1.873
$a\,^5S_2—y\,^5P_2^0$	[1] 45.959	20	C G	I	(0.303) 1.900
$a\,^5G_3—z\,^5G_2^0$	45.338	5	C	IV	—
$a\,^5G_2—z\,^5G_2^0$	44.622	12	C	II	(?) 9.354
$a\,^5G_4—z\,^5G_3^0$	41.069	5	C	III	—
$a\,^5G_3—z\,^5G_3^0$	40.504	12	C	II	—
$a\,^5G_2—z\,^5G_3^0$	39.789	5	C	III	—
$a\,^5G_4—z\,^5G_4^0$	35.723	15	C	II	—
$a\,^5G_3—z\,^5G_4^0$	35.146	6	C	III	—
$a\,^5G_4—z\,^5G_5^0$	30.755	20	C	II	—
$a\,^5G_5—z\,^5G_5^0$	30.688	3		—	—
$a\,^5G_6—z\,^5G_5^0$	29.852	5	C	III	(0.203) 1.586
$a\,^5G_5—z\,^5G_6^0$	27.351	6	C	III?	(?) 1.278
$a\,^5G_6—z\,^5G_6^0$	26.462	15	C	II	(0) 1.322
$f\,^7S_3—z\,^7P_0^0$	[1] 14.528	8	C G	III	—
$a\,^5S_2—y\,^5P_2^0$	[1] 4496.859	25 R	C G	I	(0) (0.328) (0.665) 0.980, 1.340, 1.688, 2.01, 2.35
$f\,^7S_3—z\,^7P_3^0$	91.689	3n	C G	III	—
$f\,^5S_2—z\,^7P_2^0$	90.6	2n	C	IV	—
$a\,^5P_1—w\,^5P_2^0$	77.03	2n	C	III A	—
$f\,^7S_3—z\,^7P_2^0$	75.358	8	C G	III	(?) 1.470
$a\,^5P_3—w\,^5P_2^0$	73.762	4	C	III	(?) 1.205
$b\,^5D_3—w\,^5P_2^0$	68.38	1	C	IV	—
$b\,^5D_2—w\,^5P_2^0$	67.564	4	C	III	—
$b\,^5D_3—w\,^5F_3^0$	66.163	3	C	IV	—
$b\,^5D_2—w\,^5F_3^0$	65.354	5	C	III	—
$b\,^5D_1—w\,^5F_2^0$	64.910	4	C	III	—
$b\,^5D_1—w\,^5F_1^0$	64.667	2	C	IV	—
$b\,^5D_0—w\,^5F_1^0$	62.769	3	C	III	—
$a\,^5P_2—w\,^5P_3^0$	60.760	4	C	III	—
$b\,^5D_3—w\,^5F_4^0$	59.741	6	C	?	—
$a\,^5P_3—w\,^5P_3^0$	59.40	4	C	III	—
$b\,^5D_4—w\,^5F_5^0$	58.535	1	C	III	(0) 1.092
$b\,^5D_4—w\,^5F_4^0$	55.45	(1)	C	—	—
—	39.38	0	G	—	—
—	38.18	0	G	—	—
—	36.48	1	G	—	—
—	[1] 29.45	8	G	—	—
$b\,^5D_3—w\,^5P_3^0$	28.509	5	C	III	—
$b\,^5D_2—w\,^5P_3^0$	27.76	(1)	C	—	—
$b\,^5D_4—w\,^5P_3^0$	24.284	10	C	III	(?) 1.137

[1]) Linien in Absorption nach [173].

[215]	λ Catalán u. Sancho [215]			Temp.-Kl. King [77, 129]	Zeemaneffekt Babcock [106, 107]
$g\,^7D_3—z\,^7F_2^0$	4421.02	(1)	C	—	—
$^7D_5—z\,^5F_5^0$	14.39	5	C	III	—
$a\,^5D_4—z\,^5F_3^0$	12.258	6	C G	I A	(?) 2.09
$b\,^5D_3—w\,^5P_2^0$	11.094	5	C	III	—
$b\,^5D_2—w\,^5P_2^0$	10.309	4	C	III	—
$g\,^7D_1—z\,^7F_1^0$	06.29	2	C	IV	—
$b\,^5D_2—w\,^5P_1^0$	4399.827	3	C	III	(?) 0,575, —, —
$b\,^5D_1—w\,^5P_1^0$	97.248	3	C	III	(?) 0.19, 1.278
$b\,^5D_0—w\,^5P_1^0$	95.413	2	C	IV	(?) 2.40
$b\,^5D_1—x\,^5G_2^0$	92.33	1	C	IV	—
$a\,^5D_3—z\,^5F_2^0$	[1]) 91.757	8	C G	I	(0) (0.490) (0.993) 0.970, 1.505, 2.00, 2.50
$a\,^5D_4—z\,^5F_4^0$	[1]) 84.979	20	C G	I	(0.537) 1.415
$a\,^5P_1—v\,^5P_1^0$	82.858	2	C	III	—
$a\,^5P_2—v\,^5P_1^0$	81.112	6	C	III	(0) (0.665) 1.140
$b\,^5D_2—x\,^5G_3^0$	79.780	2	C	—	—
$a\,^5D_2—z\,^5F_1^0$	[1]) 73.271	8	C	I	—
$a\,^5D_3—z\,^5F_3^0$	[1]) 71.280	20	C	I	(0) (0.235) (0.486) (0.742) 0.740, 0.993, 1.240, 1.496, 1.756, 2.00
$b\,^5D_3—x\,^5G_4^0$	68.269	2	C	IV	—
$b\,^5D_4—x\,^5G_4^0$	64.1	(1)	—	—	—
$a\,^5D_2—z\,^5F_2^0$	59.631	20	C G	I	(0.488) (0.998) 0.490, 0.996 1.510, 2.03
$b\,^5D_4—x\,^5G_5^0$	56.762	4	C	III	(?) 0.532
$a\,^5D_4—z\,^5P_5^0$	[1]) 51.770	60	C G	I	(0) 1.232
$a\,^5D_1—z\,^5F_1^0$	51.058	20	C G	I	(1.485) 0, 1.251
$a\,^5D_3—z\,^5F_4^0$	[1]) 44.510	40	C G	I	(?) 1.024
$a\,^5P_1—v\,^5P_2^0$	43.176	4	C	III	(?) 1.127, 1.927
$a\,^5P_2—v\,^5P_2^0$	41.44	(1)	—	—	—
$a\,^5P_3—v\,^5P_2^0$	40.134	8	C	III	—
$a\,^5D_0—z\,^5F_1^0$	[1]) 39.718	20	C	I	(0) 0
$a\,^5D_2—z\,^5F_3^0$	39.452	40	C	I	(0) (0.256) (0.516) 0.725, 0.995, 1.258, 1.510, 1.775
$a\,^5D_1—z\,^5F_2^0$	[1]) 37.565	30	C G	I	(0) (0.515) 0.487, 0.995, 1.510
$f\,^7D_2—z\,^7P_3^0$ $f\,^7D_3—z\,^7P_4^0$	} 20.602	4	C	III	(?) 1.847
$f\,^7D_1—z\,^7P_2^0$	19.651	8	C	III	(?) 1.683, 2.30
$f\,^7D_2—z\,^7P_2^0$	05.465	5	C	III	(0.728) 2.17
$f\,^7D_3—z\,^7P_3^0$	99.728	4	C	III	—
$a\,^5P_2—v\,^5P_3^0$	97.058	5	C	III	(0) 1.432
$a\,^5P_3—v\,^5P_3^0$	95.762	15	C	III	(0) 1.662
$f\,^7D_4—z\,^7P_4^0$	93.573	4	C	III	(?) 1.672
$a\,^7S_3—z\,^7P_2^0$	89.726	350 R	C G K	II	(0) (0.345) (0.695) 1.670, 2.01, 2.34, 2.70
$b\,^5D_3—v\,^5F_3^0$	[1]) 84.903	2	C	—	(?) 1.015, 1.305
$f\,^7D_3—z\,^7P_2^0$	4284.65	2	C	III	—

[1]) Linien in Absorption nach [173].

[215]	λ Catalán u. Sancho [215]			Temp.-Kl. King [77, 129]	Zeemaneffekt Babcock [106, 107]
a $^7S_3$—z $^7P_3^0$	1) 4274.802	300 RK	C G K	II	(0.17) (0.33) möglicherweise Umkehrlinien, 1.67, 1.83, 2.00, 2.17
—	75.99	3	G	—	—
f $^7D_4$—z $^7P_3^0$	72.921	6	C	III	—
f $^7D_5$—z $^7P_4^0$	61.366	8	C	III	(?) 1.258
b $^5D_2$—w $^5D_1^0$	59.16	2	C	IV	—
b $^5D_3$—w $^5D_2^0$	57.366	2	C	IV	—
b $^5D_2$—w $^5D_2^0$	56.64	(1)	—	—	—
a $^7S_3$—z $^7P_4^0$	1) 54.341	1000 R	C G K R	II	(0), (0.258), (0.50), (0.750) 0.994, 1.255, 1.512, 1.770, 2.01, 2.27, 2.50
b $^5D_3$—w $^5D_3^0$	52.245	2	C	III	—
b $^5D_4$—w $^5D_3^0$	48.349	2	C	IV	—
b $^5D_3$—w $^5D_4^0$	42.85	1	C	IV	—
—	40.71	10	G	—	—
b $^5D_4$—w $^5D_4^0$	38.961	8	C G	III	(0) 1.495
b $^5D_1$—u $^5P_2^0$	37.721	2	C	IV	—
e $^5D_4$—z $^7F_3^0$ } b $^5D_2$—u $^5F_2^0$ }	32.863	2	C	IV	—
b $^5D_1$—u $^5P_2^0$	30.483	4	C	III	(?) 0, 1.108
b $^5D_3$—u $^5F_3^0$	23.48	(1)	C	—	—
b $^5D_2$—u $^5F_3^0$	22.740	6	C	III	(0) 1.176
b $^5D_4$—u $^5F_5^0$	17.626	15	C	III	(?) 1.148
b $^5D_3$—u $^5F_4^0$	16.367	8	C	III	(?) 0.708
—	15.26	1	G	—	—
b $^5D_4$—u $^5F_4^0$	12.65	4n	C	IV	(0) 0.973
a $^5G_3$—y $^5G_2^0$	04.27	3	C	III	—
a $^5G_2$—y $^5G_2^0$	03.587	10	C	III	(0)? 0.345
a $^5G_4$—y $^5G_3^0$	4191.746	4	C	III	—
a $^5G_3$—y $^5G_3^0$	91.267	10	C	II	(0) 0.928
a $^5G_2$—y $^5G_3^0$	90.69	(1)	C	—	—
a $^5G_4$—y $^5G_4^0$	74.947	15	C	III	} 0.728, 2.06
a $^5G_5$—y $^5G_4^0$	74.801	15	C	III	}
a $^5G_3$—y $^5G_4^0$	74.37	1	C	IV	—
a $^5G_5$—y $^5G_5^0$	53.819	20	C	III	(?) 0.360, 2.14
a $^5G_5$—y $^5G_5^0$	53.068	4	C	III	(?) 1.540
g $^7D_5$—z $^7P_4^0$	29.368	20n	C	III	—
a $^5P_1$—y $^3D_1^0$	27.640	5	C	III	(1.252) 1.203
a $^5G_6$—y $^5G_6^0$	27.298	4	C	IV	(0) 0?, 1.346
a $^5G_6$—y $^5G_6^0$	26.518	18	C	II	(0) 1.340
a $^5P_1$—y $^3D_2^0$	22.165	5	C	III	(?) 0.227, 1.352
a $^5P_2$—y $^3D_2^0$	20.620	8	C	III	(0.830) 0.842, 1.353, 1.846, 2.34
a $^5P_3$—y $^3D_2^0$	19.45	(1)	C	—	—
g $^7D_2$—z $^7P_3^0$	11.67	20n	C	III	komplex
g $^7D_3$—z $^7P_3^0$	11.36	20n	C	III	komplex

1) Linien in Absorption nach [173].

[215]	λ Catalán u. Sancho [215]			Temp.-Kl. King [77, 129]	Zeemaneffekt Babcock [106, 107]
$g^7D_4—z^7P_3^0$	4110.87	20n	C	III	komplex
$a^5P_2—y^3D_3^0$	09.583	8	C	III	(0), (0.435), (0.938), 0.457, 0.935, 1.414
$a^5P_3—y^3D_3^0$	08.396	3	C	III	(0.834) 1.50
$g^7D_1—z^7P_1^0$	4098.18	20n	C	III	—
$g^7D_2—z^7P_2^0$	97.96	20n	C	III	—
$g^7D_3—z^7P_2^0$	97.65	20n	C	III	—
$a^5G_2—x^5F_1^0$	50.05	2	C	IV	—
$a^5G_3—x^5F_2^0$	46.767	3	C	IV	—
$a^5G_4—x^5F_3^0$	42.250	4	C	III	—
$a^5G_3—x^5F_3^0$	41.82	2	C	V	—
$a^5G_5—x^5F_4^0$	37.300	3	C	III	—
$a^5G_5—x^5F_5^0$	33.97	(1)	C	—	—
$a^5G_6—x^5F_5^0$	33.272	3	C	III	(0) 0.898
$a^5P_2—w^5F_3^0$	24.58	(1)	C	—	—
$a^5P_3—w^5F_3^0$	23.45	(1)	C	—	—
$a^5P_3—w^5F_4^0$	18.216	3	C	III	—
$a^5P_2—u^5P_3^0$	3993.972	4	C	III	(0) 1.442
$a^5P_3—u^5P_3^0$	92.851	15	C	III	(0) 1.652
$a^5G_3—z^5H_3^0$	91.677	10	C	III	(0.205)? 0.730
$a^5G_2—z^5H_3^0$	91.124	20	C	II	(0) 0.646
$a^5G_4—z^5H_4^0$	84.342	10	C	III	—
$a^5G_3—z^5H_4^0$	83.905	20	C	II	—
$a^5P_1—u^5P_2^0$	81.241	5	C	III	(0), (0.662) 1.190, 1.812
$a^5P_2—u^5P_2^0$	79.798	3	C	III	(0) 1.780
$a^5P_3—u^5P_2^0$	78.686	4	C	III	(0) 1.413
$a^5G_4—z^5H_5^0$	76.667	25	C	II	unsymmetrisch
$a^5P_1—u^5P_1^0$	72.693	2	C	III	—
$a^5P_2—u^5P_1^0$	71.262	5	C	III	(0) (0.602) 1.196, 1.828
$a^5G_5—z^5H_6^0$	69.750	25	C	II	(0.943) 2.19
$a^5G_6—z^5H_6^0$	69.065	5	C	III	—
$a^5G_6—z^5H_7^0$	63.692	30	C	II	(0) 1.166
$b^5D_2—t^5P_1^0$	53.166	3	C	IV	—
$b^5D_3—t^5P_2^0$	52.398	4	C	III	(0) 0.932
$b^5D_2—t^5P_2^0$	51.765	2	C	III	—
$b^5D_1—t^5P_1^0$	51.097	3	C	IV	(0.998) 2.21
$b^5D_1—t^5P_2^0$ $b^5D_0—t^5P_1^0$	} 49.56	2	C	IV	—
$a^5P_3—x^5G_4^0$	43.63	(1)	C	—	—
$a^5D_4—z^5D_3^0$	[1]) 41.494	20	C	I	(0) 1.516
$a^5D_3—z^5D_2^0$	[1]) 28.641	25	C	I	(0) 1.505
$a^5D_2—z^5D_1^0$	21.023	20	C	I	(0) 1.508
$a^5D_4—z^5D_4^0$ $b^5D_3—s^5P_3^0$	} 19.160	35n	C	II	(0) 1.503
$b^5D_3—s^5P_2^0$	17.603	4	C	III	—
$b^5D_2—s^5P_2^0$	16.978	2	C	III	—
$a^5D_1—z^5D_0^0$	16.238	12	C	I	(0) 1.518

[1]) Linien in Absorption nach [173].

[215]	λ Catalán u. Sancho [215]			Temp.-Kl. King [77, 129]	Zeemaneffekt Babcock [106, 107]
$b^5D_4-s^5P_3^0$	3915.857	6	C	III	(0) 1.233
$a^5G_2-y^3D_1^0$	11.82	10n	C	III	—
$a^5D_3-z^5D_3^0$	08.757	25	C	II	(0) 1.508
$a^5D_1-z^5D_1^0$	03.163	8	C	I	(0) 1.476
$a^5D_2-z^5D_2^0$	02.88	12	C	II?	(0) 1.514
$a^5G_4-y^3D_3^0$	3897.654	2	C	IV	(0) 1.008
$a^5D_0-z^5D_1^0$	94.040	15	C	I	(0) 1.496
$a^5G_3-y^3D_2^0$	91.93	1n	C	—	(0) 1.120
$a^5D_3-z^5D_4^0$	86.797	15	C	I	(0) 1.533
$a^5D_1-z^5D_2^0$	85.218	15	C	I	(0) 1.533
$b^5D_1-t^5F_1^0$	85.085		C	—	—
$b^5D_0-t^5F_1^0$	83.660		C	—	—
$a^5D_2-z^5D_3^0$	83.289	15	C	I	(0) 1.533
$b^5D_3-t^5F_2^0$	81.858	2	C	—	—
$b^5D_2-t^5F_2^0$	81.246	5n	C	III	—
$b^5D_1-t^5F_2^0$	79.245	8	C	III	—
$a^5P_2-v^5F_2^0$	77.35	(1)	C	—	—
$b^5D_3-t^5F_3^0$ $a^5P_3-v^5F_4^0$	75.234	4n	C	IV	—
$b^5D_2-t^5F_3^0$	74.570	10	C	III	(?) 1.037
$a^5S_2-z^5D_1^0$	1) 70.272	3n	C R	III	—
$b^5D_3-t^5F_4^0$	58.9	10n	C	III	—
$a^5P_1-w^5D_1^0$	57.641	15	C	III	(1.218) 1.304, 2.43
$a^5P_2-w^5D_1^0$	56.285	5	C	III	(0) 2.18
$a^5P_1-w^5D_2$ $b^5D_4-t^5F_3^0$	55.582	8	C	III	—
$a^5P_1-w^5D_0^0$	55.293	5	C	III	(0) 2.41
$a^5P_2-w^5D_2^0$	54.232	12	C	III	(0.903) 1.606
$a^5P_3-w^5D_2^0$	53.189	3	C G	III	—
$a^5D_1-z^3P_0^0$	52.214	8	C	I	(0) 1.566
$a^5P_2-w^5D_3^0$	50.041	20	C	III	(?) 0.863
$a^5D_2-z^3P_1^0$	49.535	8	C	I	(0) 1.456
$b^5D_4-t^5F_5^0$	49.35	20n	C	III	(?) 1.160
$a^5P_3-w^5D_3^0$	48.996	10	C	III	(0.750) 1.603
$a^5P_1-w^5F_1^0$	42.07	4N	C	IV	—
$a^5P_3-w^5D_4^0$	41.295	20	C	III	(?) 0.888
$a^5P_1-u^5P_2^0$	36.087	4	C	III	—
$a^5P_2-u^5F_2^0$	34.748	8	C	III	(1.298) ?
$a^5D_1-z^3P_1^0$	32.35	2	C	III A	—
$a^5D_3-z^3P_2^0$	1) 31.030	5	C G	II A	(0) 1.575
$^7D_5-z^7D_5^0$	30.027	15N	C	V	(0) 1.292
$a^5P_2-u^5F_3^0$	26.434	10	C	III	—
$a^5P_3-u^5F_3^0$	25.408	10	C	III	(0.917) 1.544
$a^5D_0-z^3P_1^0$	23.521	8	C	II	(0) 1.522
$a^5G_3-w^5F_2^0$	22.10	(1)	C	—	—
$a^5G_2-w^5F_2^0$	21.587	2	C	—	—
$a^5G_4-w^5P_3^0$	20.875	2	C	—	—
$a^5G_2-w^5F_3^0$	19.99	(1)	C	—	—

1) Linien in Absorption nach [173].

[215]	λ Catalán u. Sancho [215]			Temp.-Kl. King [77, 129]	Zeemaneffekt Babcock [106, 107]
$a\,^5P_3$—$u\,^5F_4^0$	3819.578	15	C	III	—
$a\,^5G_5$—$w\,^5F_5^0$	18.480	8	C	III	—
$a\,^5G_6$—$w\,^5F_5^0$	17.848	4	C	III	(0) 1.372
$a\,^5G_4$—$w\,^5F_4^0$ $a\,^5G_5$—$w\,^5F_4^0$	16.175	2	C	—	(?) 2.015
—	[1]) 14.62	4	G	—	—
$b\,^5D_3$—$v\,^5D_4^0$	07.925	6	C	III	(0) 1.514
—	[1]) 06.83	4	G	—	—
$b\,^5D_4$—$v\,^5D_4^0$	04.802	15	C	III	(0) 1.612
$b\,^5D_3$—$v\,^5D_3^0$	3797.711	12	C	III	(0) 1.614
$b\,^5D_2$—$v\,^5D_3^0$	97.127	7	C	III	(0) 1.590
$b\,^5D_4$—$v\,^5D_3^0$	94.608	5	C	III	(0) 1.421
$b\,^5D_3$—$v\,^5D_2^0$	93.875	7	C	III	(0) 1.58
$b\,^5D_2$—$v\,^5D_2^0$	93.289	7	C	III	(0) 1.510
$b\,^5D_2$—$v\,^5D_1^0$	92.136	7	C	III	(?) 1.393
$b\,^5D_1$—$v\,^5D_2^0$	91.378	7	C	III	(0) 1.436
$b\,^5D_1$—$v\,^5D_0^0$	90.451	5	C	IV	(0) 1.508
$b\,^5D_1$—$v\,^5D_1^0$	90.224	2	C	IV	(?) 1.378
$a\,^5D_1$—$z\,^3P_2^0$	89.722	4	C	II A	(0) 1.527
$b\,^5D_0$—$v\,^5D_1^0$	88.862		C	—	(1.613) 1.613
$a\,^5G_3$—$x\,^5G_2^0$	68.733	5	C	III	—
$a\,^5G_2$—$x\,^5G_2^0$	68.241	12	C	II	(0) 0.450
$a\,^5G_4$—$x\,^5G_3^0$	58.047	6	C	III	—
$a\,^5G_3$—$x\,^5G_3^0$	57.661	12	C	III	(0) 0.962
$a\,^5G_2$—$x\,^5G_3^0$	57.170	5	C	III	—
$a\,^5G_4$—$x\,^5G_4^0$	49.001	20	C	III	(0.818) 2.14
$a\,^5G_3$—$x\,^5G_4^0$	48.604	5	C	III	(1.880) 1.382, 2.41
$a\,^5G_5$—$x\,^5G_6^0$	44.490	5	C	III	—
$a\,^5G_6$—$x\,^5G_6^0$	43.878	20	C	II	(0) 1.436
$a\,^5G_5$—$x\,^5G_5^0$	43.561	20	C	II	—
$a\,^5G_6$—$x\,^5G_5^0$	42.963	5	C	III	(0.823) 1.643
$a\,^7S_3$—$z\,^5P_3^0$	32.029	12	C R	I	(1.011)
$a\,^7S_2$—$z\,^5P_3^0$	30.802	10	C	I	(0) 2.33
$a\,^5G_3$—$v\,^5F_2^0$	3687.546	4	C	III	—
$a\,^5G_4$—$v\,^5F_3^0$	87.260	5n	C	III	—
$a\,^5G_4$—$v\,^5F_4^0$	86.836	6n	C	III	(0) 1.234
$a\,^5G_6$—$v\,^5P_5^0$	85.570	5n	C	III	—
$a\,^5G_2$—$w\,^5D_1^0$	68.035	2	C	—	—
$a\,^5G_3$—$w\,^5D_2^0$	66.646	3	C	IV	—
$a\,^5G_2$—$w\,^5D_2^0$	66.17	(1)	C	—	—
$a\,^5G_4$—$w\,^5D_3^0$	63.216	5	C	III	—
$a\,^5G_3$—$w\,^5D_3^0$	62.848	2	C	III	—
$a\,^5G_5$—$w\,^5D_4^0$	56.265	10	C	III	(0) 0?, 0.675, 1.403
$a\,^5G_2$—$u\,^5F_1^0$	53.930	8	C	III	(0) 0.603
$a\,^5G_3$—$u\,^5F_2^0$	49.017	10	C	III	(?) 0.712
$a\,^5G_2$—$u\,^5F_2$	48.546	2	C	III	(0.984) 0?, 0.583
$a\,^5G_4$—$u\,^5F_3^0$	41.844	8	C	III	—
$a\,^5G_3$—$u\,^5F_3^0$	41.479	3	C	III	—

[1]) Linien in Absorption nach [173].

[215]	λ Catalán u. Sancho [215]			Temp.-Kl. King [77, 129]	Zeemaneffekt Babcock [106, 107]
$a^5G_5—u^5F_5^0$	3640.40	4	C	III	—
$a^5G_6—u^5F_5^0$	39.798	15	C	II	(0) 1.235
$a^5G_5—u^5F_4^0$	36.588	10	C	II	—
$a^5G_3—u^5F_4^0$	36.25	(1)	C	—	—
$a^7S_3—z^7D_3^0$	35.278		C	—	—
$a^7S_3—z^7D_4^0$	15.646	4	C	II A	(?) 0.623
$a^7S_3—y^7P_2^0$ $b^5D_3—u^5D_3^0$	} [1]) 05.330	140 R	C	II	nicht aufgelöst
$a^5P_1—t^5P_2^0$ $a^5P_2—t^5P_1^0$	} 03.739	3	C	III	—
$a^5P_2—t^5P_2^0$	02.564	1	C	III	(0) 1.378
$a^5P_3—t^5P_2^0$	01.654	6	C	III	(?) 1.428
$a^7S_3—y^7P_3^0$	[1]) 3593.483	160 R	C	II	nicht aufgelöst
$a^7S_3—y^7P_4^0$	[1]) 78.688	200 R	C	II	desgl.
$a^5P_2—s^5P_3^0$	74.940	4	C	III	2.13
$a^5P_1—s^5P_2^0$	74.805	8	C	III	(?) 1.528
$a^5P_3—s^5P_3^0$	74.039	7	C	III	(0) 1.835
$a^5P_2—s^5P_2^0$	73.642	10	C	III	(?) 2.025
$a^5P_3—s^5P_2^0$	72.743	5	C	IV	nicht aufgelöst
$^7D_5—z^7F_6^0$	50.636	15	C	V	—
$^7D_5—z^7F_5$	22.8	3n	C	IV	—
$a^5P_3—v^5D_4^0$	3481.299	20	C	II	(0) 1.250
$b^5D_1—s^5F_1^0$	80.30	3	C	III	—
$b^5D_3—s^5F_2^0$	79.30	5n	C	V	—
$b^5D_0—s^5F_1^0$	79.10	3	C	III	—
$b^5D_2—s^5F_2^0$	78.76	5	C	III	—
$b^5D_1—s^5F_2^0$	77.160	4	C	III	—
$b^5D_3—s^5F_3^0$	75.127	2	C	IV	—
$b^5D_2—s^5F_3^0$	74.85	5	C	III	—
$a^5P_2—v^5D_3^0$	73.614	8	C	III	—
$a^5P_3—v^5D_3^0$ $b^5D_4—s^5F_3^0$	} 72.766	8	C	III	—
$a^5P_1—v^5D_2^0$	71.50	4	C	III	—
$a^5P_1—v^5D_1^0$	70.530	5	C	III	—
$a^5P_2—v^5D_2^0$	70.401	8	C	III	—
$b^5D_3—s^5F_4^0$	69.588	10	C	III	(0) 0.636
$b^5D_4—s^5F_4^0$	67.024	10	C	III	(?) 1.112
$b^5D_4—s^5F_5^0$	60.430	12	C	III	(?) 1.265
$a^5G_3—w^5G_2^0$	53.743	8	C	II	(0) 0.527
$a^5G_2—w^5G_2^0$	53.328	20	C	II	nicht aufgelöst
$^7D_5—y^7P_4^0$	48.19	2	C	III	—
$a^5G_4—w^5G_3^0$	47.761	12	C	II	—
$a^5G_3—w^5G_3^0$	47.428	20	C	II	—
$a^5G_2—w^5G_3^0$	47.015	8	C	II	—
$a^5G_4—w^5G_4^0$	41.446	20	C	II	(0.486) 2.26
$a^5G_3—w^5G_4^0$	41.113	6	C	II	(?) 1.208
$a^5G_5—w^5G_5^0$	36.185	20	C	II	anormal, unsymmetrisch

[1]) Linien in Absorption nach [173].

[215]	λ Catalán u. Sancho [215]			Temp.-Kl. King [77, 129]	Zeemaneffekt Babcock [106, 107]
$a^5G_6—w^5G_5^0$	3435.680	6	C	II	—
$a^5G_5—w^5G_6^0$	34.110	7	C	II	(0)? 0?, 1.213
$a^5G_6—w^5G_6^0$	33.596	25	C	II	(0) 1.347
$a^5G_2—t^5F_1^0$	3388.68	8	C	III	—
$a^5G_3—t^5F_2^0$	84.66	8	C	III	—
$a^5G_2—t^5F_2^0$	84.26	4	C	III	—
$a^5G_4—t^5F_3^0$	79.823	10n	C	III	—
$a^5G_3—t^5F_3^0$	79.55	5n	C	III	—
$a^7S_3—y^5P_2^0$	79.169	10	C	I A	—
$a^5G_5—t^5F_4^0$	67.516	20n	C	II	(0) 1.237
$a^5G_5—t^5F_5^0$	62.73	5n	C	II	—
$a^5G_6—t^5F_5^0$	62.225	20n	C	II	—
$a^7S_3—y^5P_3^0$	51.960	10	C	I A	—
$b^5D_2—r^5F_1^0$	43.338	6	C	III	—
$b^5D_2—r^5F_2^0$	37.21	1	C	V	—
$b^5D_2—r^5F_3^0$	29.050	8	C	III	—
$b^5D_4—r^5F_3^0$	27.23	2n	C	IV	—
$b^5D_4—r^5F_4^0$ $a^5P_1—u^5D_0^0$	16.495	3	C	V	—
$a^5P_1—u^5D_1^0$ $a^5P_1—u^5D_2^0$	15.16	1	C	V	—
$a^5P_2—u^5D_2^0$	14.16	1	C	IV	—
$a^5P_2—u^5D_3^0$	12.06	2	C	III	—
$a^5P_3—u^5D_3^0$	11.27	1	C	V	—
$a^5P_3—u^5D_4^0$	07.749	8	C	II	—
$b^5D_4—r^5F_5^0$	04.33	1	C	V	—
$a^5D_4—z^3D_3^0$	[1]) 3266.632	5	C	II A	—
$a^5D_2—z^3D_1^0$	59.69	2	C	II A	—
$a^5D_1—z^3D_1^0$	47.273	5	C	I A	—
$a^5D_2—z^3D_2^0$	45.485	5	C	I A	—
$a^5D_3—z^3D_3^0$	[1]) 44.10	7	C	I A	—
$a^5D_0—z^3D_1^0$	40.952	6	C	II A	—
$a^5D_1—z^3D_2^0$	33.232	5	C	II A	—
$a^5D_2—z^3D_3^0$	26.54	3	C	II A	—
$a^5S_2—z^5D_3^0$	3192.10	5	C	II A	—
$a^5G_4—u^5D_4^0$	69.54	3	C	IV A	—
$a^5P_3—r^5F_2^0$	3084.27		C	—	—
$a^5P_2—r^5F_3^0$	77.832	10	—	III	(0) 0.977
$a^5G_2—s^5F_1^0$	76.54	2	C	IV	—
$a^5G_5—s^5F_5^0$	71.30	4	C	IV	—
$a^5G_6—s^5P_5^0$	61.651	6	C	III	(0) 1.130
$a^5D_4—x^5P_3^0$	[1]) 53.882	125 R	C	II	(?) 1.384
$a^5D_4—y^5F_3^0$	49.80	4	C	II	—
$a^5D_3—y^5F_2^0$	40.849	50r	C	II	(c) 1.066
$a^5D_3—x^5P_2^0$	39.784	15	C	I	(0)? 1.900
$a^5D_4—y^5F_4^0$	[1]) 37.051	40r	C	II	(0.560) 1.571
$a^5D_3—x^5P_3^0$	[1]) 34.198	40r	C	II	(0.488) 1.830

[1]) Linien in Absorption nach [173].

[215]	λ Catalán u. Sancho [215]			Temp.-Kl. King [77, 129]	Zeemaneffekt Babcock [106, 107]
$a^5D_2 - y^5F_1^0$	3031.360	12	C	I	(0) (1.596) 0, 1.646, 3.27
$a^5D_3 - y\,5F_3$	[1] 30.249	60 R	C	II	(0.682) 1.503
$a^5D_2 - x^5P_1^0$	[1] 29.169	20	C	II	(0) (1.026) 0.584, 1.640, 2.63
$a^5D_2 - x^5P_2^0$	[1] 24.355	70 R	C	II	(0.453) 1.550
$a^5D_4 - y^5F_5^0$	[1] 21.565	100 R	C	II	(0.413) 1.410
$a^5D_1 - y^5F_1^0$	[1] 20.671	40 R	C	II	(0) 1.643, 0, 1.628
$a^5D_2 - x^5P_3^0$	[1] 18.827	25 r	C	II	(0) 2.022
$a^5D_1 - x^5P_1^0$	[1] 18.500	50 R	C	II	(0.994) 1.705, 2.705
$a^5D_3 - y^5F_4^0$	17.580	100 R	C	II	(0.443) 1.368
$a^5D_0 - y^5F_1^0$	[1] 15.199	30 r	C	II	—
$a^5D_2 - y^5F_3^0$	[1] 14.920	75 R	C	II	—
$a^5D_1 - y^5F_2^0$	[1] 14.767	50 R	C	II	—
$a^5D_1 - x^5P_2^0$	[1] 13.720	40 R	C	II	(0)? 1.304
$a^5D_0 - x^5P_1^0$	[1] 13.040	15	C	I	(0) 2.67
$a^5D_4 - y^5D_3^0$	05.068	35 r	C	II	(0) 1.627
$a^5D_3 - y^5D_2^0$	00.894	40 r	C	II	(0) 1.624
$a^5S_2 - x^5P_1^0$	2998.796	30 r	C	II	(0) (0.575) 1.644, 2.24
$a^5D_2 - y^5D_1^0$	[1] 96.585	40 r	C	II	(0) 1.628
$a^5S_2 - y^5F_2^0$	95.110	30 r	C	II	(0.516) (1.090) 2.690, 2.20
—	94.79	3	G	—	—
$a^5S_2 - x^5P_2^0$	[1] 94.077	15	C	II	(0.683) (1.485) 0.648, 1.465, 2.218
$a^5D_1 - y^5D_0^0$	[1] 91.895	25 r	C	II	—
$a^5S_2 - x^5P_3^0$	[1] 88.654	75 r	C	II	—
$a^5D_4 - y^5D_4^0$	86.474	100 R	C	II	(0) 1.624
$a^5D_1 - y^5D_1^0$	86.142	10	C	I?	—
$a^5D_3 - y^5D_3^0$	86.002	60 R	C	II	(0) (0) 1.672, 1.660
$a^5D_2 - y^5D_2^0$	[1] 85.856	30 R	C	II	—
$a^5D_0 - y^5D_1^0$	[1] 80.795	20 r	C	II	(0) 1.642
$a^5D_1 - y^5D_2^0$	[1] 75.489	25 r	C	II	(0) 1.607
$a^5D_2 - y^5D_3^0$	[1] 71.118	30 r	C	II	(0) 1.616
$a^7S_3 - z^5D_3^0$	68.98	1	C	II A	—
$a^5G_2 - r^5F_1^0$	68.18	5 n	C	IV	—
$a^5D_3 - y^5D_4^0$	[1] 67.653	20 r	C	I	(0) 1.596
$a^5G_3 - r^5F_2^0$	63.68	8 n	C	III	—
$a^5G_4 - r^5F_3^0$	57.2	10 n	C	V	—
$a^7S_3 - z^5D_4^0$ } $a^5S_2 - y^5D_2^0$	48.85	12 n	C	III	—
$a^5S_2 - y^5D_3^0$	41.890	3	C	II A	—
$a^5D_4 - z^5G_5^0$	16.166	4	C	II	—
$a^5D_4 - x^5D_3^0$	[1] 11.146	15	C	II	(0) 1.582
$a^5D_3 - x^5D_2^0$	[1] 10.907	20	C	II	(0) 1.570
$a^5D_2 - x^5D_1^0$	09.058	20	C	II	(0) 1.608
$a^5D_1 - x^5D_0^0$	[1] 05.496	15	C	II	(0) 1.618
$a^5D_3 - z^5G_3^0$	02.46	1	C	III A	—
$a^5D_3 - z^5G_4^0$	00.27	2	C	II A	—
$a^5D_1 - x^5D_1^0$	[1] 2899.216	10	C	II	—

[1]) Linien in Absorption nach [173].

[215]	λ Catalán u. Sancho [215]			Temp.-Kl. King [77, 129]	Zeemaneffekt Babcock [106, 107]
$a\,{}^5D_2$—$x\,{}^5D_2^0$	2896.757	15	C	II	—
$a\,{}^5D_0$—$x\,{}^5D_1^0$	94.178	12	C	II	—
$a\,{}^5D_3$—$x\,{}^5D_3^0$	1) 93.260	20r	C	II	(0) 1.705
$a\,{}^5D_4$—$x\,{}^5D_4^0$	1) 89.267	8	C	II	(0) 1.626
$a\,{}^5D_2$—$z\,{}^5G_3^0$	88.38	2	C	III	—
$a\,{}^5D_1$—$x\,{}^5D_2^0$	1) 87.001	15	C	II	(0) 1.577
$a\,{}^5D_2$—$x\,{}^5D_3^0$	1) 79.279	15	C	II	(0) (0) 1.736, 1.624
$a\,{}^5D_3$—$x\,{}^5D_4^0$	1) 71.641	12	C	II	(0) 1.648
$a\,{}^5D_4$—$w\,{}^5P_3^0$	1) 2780.702	150	C	II	—
$a\,{}^5D_3$—$w\,{}^5P_2^0$	1) 69.915	100	C	II	? 1.278
$a\,{}^5D_3$—$w\,{}^5P_3^0$	1) 64.364	50	C	II	(0.60) ?
$a\,{}^5D_2$—$w\,{}^5P_1^0$	1) 61.745	50	C	II	(0) (1.244) ?
$a\,{}^5D_2$—$w\,{}^5P_2^0$	1) 57.100	60	C	II	—
$a\,{}^5D_1$—$w\,{}^5P_1^0$	1) 52.878	60	C	II	—
$a\,{}^5D_2$—$w\,{}^5P_3^0$	51.604	6	C	I	—
$a\,{}^5D_1$—$w\,{}^5P_2^0$ } $a\,{}^5D_0$—$w\,{}^5P_1^0$ }	1) 48.292	50	C	II	—
$a\,{}^5S_2$—$w\,{}^5P_1^0$	36.478	60	C	II	—
$a\,{}^5S_2$—$w\,{}^5P_2^0$	31.914	60	C	II	(0.354) 2.003
$a\,{}^5S_2$—$w\,{}^5P_3^0$	26.524	80	C	II	(0)? 1.320
$a\,{}^5D_4$—$v\,{}^5P_3^0$	16.188	6	C	II	—
$a\,{}^5D_4$—$x\,{}^5F_4^0$	03.491	5	C	I	—
$a\,{}^5D_4$—$x\,{}^5F_5^0$	02.000	12	C	II	—
$a\,{}^5D_3$—$v\,{}^5P_3^0$	00.604	4	C	I	—
$a\,{}^5S_2$—$v\,{}^5P_1^0$	2696.548	3	C	I	—
$a\,{}^5D_3$—$x\,{}^5F_3^0$	1) 90.261	5	C	I	—
$a\,{}^5D_3$—$x\,{}^5F_4^0$	88.050	8	C	I	—
—	1) 84.72	2	G	—	—
—	84.30	2	G	—	—
—	1) 82.52	1	G	—	—
$a\,{}^5S_2$—$v\,{}^5P_2^0$	81.472	3	C	II	—
—	80.79	3	G	—	—
$a\,{}^5D_2$—$x\,{}^5F_2^0$	80.352	4	C	I	(0.467) 0.920
$a\,{}^5D_2$—$x\,{}^5F_3^0$	1) 78.173	6	C	I	—
$a\,{}^5D_1$—$x\,{}^5F_1^0$	73.663	3	C	II	—
$a\,{}^5D_1$—$x\,{}^5F_2^0$	71.989	5	C	II	—
—	1) 71.07	2	G	—	—
—	70.51	3	G	—	—
$a\,{}^5D_0$—$x\,{}^5F_1^0$	1) 69.378	4	C	III	—
—	62.78	2	G	—	—
—	62.21	2	G	—	—
—	58.60	15	G	—	—
$a\,{}^5D_3$—$y\,{}^3D_2^0$	29.829	5	C	III	—
$a\,{}^5D_3$—$y\,{}^5D_3^0$	25.330	6	C	III	—
$a\,{}^5D_2$—$y\,{}^3D_1^0$	20.486	6	C	III	—
$a\,{}^5D_2$—$y\,{}^3D_2^0$	18.280	10	C	III	—
$a\,{}^5D_1$—$y\,{}^3D_2^0$	10.31	2	C	II	—

1) Linien in Absorption nach [173].

[215]	λ Catalán u. Sancho [215]			Temp.-Kl. King [77, 129]	Zeemaneffekt Babcock [106, 107]
$a\,{}^{5}D_{4}$—$w\,{}^{5}F_{5}^{0}$	2603.585	5	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{4}$—$u\,{}^{5}P_{3}^{0}$	[1] 2591.861	15	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{3}$—$w\,{}^{5}F_{4}^{0}$	88.217	6	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{2}$—$w\,{}^{5}F_{3}^{0}$	79.16	6	C	II	(0) 1.006
$a\,{}^{5}D_{3}$—$u\,{}^{5}P_{3}^{0}$	[1] 77.66	10	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{1}$—$w\,{}^{5}F_{2}^{0}$	72.14	7	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{3}$—$u\,{}^{5}P_{2}^{0}$	[1] 71.76	15	C	I	—
$a\,{}^{5}D_{4}$—$x\,{}^{5}G_{5}^{0}$	68.53	3	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{0}$—$w\,{}^{5}F_{1}^{0}$	68.09	4	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{2}$—$u\,{}^{5}P_{3}^{0}$	[1] 66.56	4	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{2}$—$u\,{}^{5}P_{2}^{0}$	[1] 60.71	12	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{2}$—$u\,{}^{5}P_{1}^{0}$	[1] 57.15	10	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{1}$—$u\,{}^{5}P_{2}^{0}$	[1] 53.06	6	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{1}$—$u\,{}^{5}P_{1}^{0}$	[1] 49.51	12	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{0}$—$u\,{}^{5}P_{1}^{0}$	[1] 45.64	6	C	II	—
—	44.73	3	G	—	—
$a\,{}^{3}D_{4}$—$v\,{}^{5}F_{4}^{0}$	41.66	4	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{4}$—$v\,{}^{5}F_{5}^{0}$	41.37	12	C	II	—
—	39.98	2	G	—	—
—	35.27	2	G	—	—
—	32.63	1	G	—	—
$a\,{}^{5}D_{4}$—$w\,{}^{5}D_{3}^{0}$	30.45	7	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{3}$—$v\,{}^{5}F_{3}^{0}$	28.23	4	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{3}$—$v\,{}^{5}F_{4}^{0}$	28.02	6	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{4}$—$w\,{}^{5}D_{4}^{0}$	27.11	10	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{4}$—$u\,{}^{5}F_{5}^{0}$	19.52	15	C	II	(?) 1.320
$a\,{}^{5}D_{3}$—$w\,{}^{5}D_{2}^{0}$	18.71	8	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{2}$—$v\,{}^{5}F_{3}^{0}$	17.56	5	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{3}$—$w\,{}^{5}D_{3}^{0}$	16.90	10	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{3}$—$w\,{}^{5}D_{4}^{0}$	13.62	7	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{1}$—$v\,{}^{5}F_{2}^{0}$	10.61	5	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{2}$—$w\,{}^{5}D_{1}^{0}$	08.99	8	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{2}$—$w\,{}^{5}D_{2}^{0}$	08.12	8	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{3}$—$u\,{}^{5}F_{4}^{0}$	04.31	15	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{1}$—$w\,{}^{5}D_{0}^{0}$	00.66	3	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{2}$—$u\,{}^{5}F_{2}^{0}$	2499.86	5	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{2}$—$u\,{}^{5}P_{3}^{0}$	96.31	20	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{1}$—$u\,{}^{5}F_{1}$	95.06	7	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{1}$—$u\,{}^{5}F_{2}^{0}$	92.55	15	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{0}$—$u\,{}^{5}F_{1}^{0}$	91.34	10	C	II	—
$a\,{}^{5}D_{3}$—$t\,{}^{5}P_{2}^{0}$	08.75	10	C	III	—
$a\,{}^{5}D_{4}$—$s\,{}^{5}P_{3}^{0}$	08.66	15	C	III	—
$a\,{}^{5}D_{2}$—$t\,{}^{5}P_{1}^{0}$	2399.57	7	C	III	—
$a\,{}^{5}D_{2}$—$t\,{}^{5}P_{2}^{0}$	99.06	8	C	III	—
$a\,{}^{5}D_{3}$—$s\,{}^{5}P_{3}^{0}$	96.37	10	C	III	—
$a\,{}^{5}D_{3}$—$s\,{}^{5}D_{2}^{0}$	95.78	5	C	III	—
$a\,{}^{5}D_{1}$—$t\,{}^{5}P_{1}^{0}$	92.88	8	C	III	—

[1]) Linien in Absorption nach [173].

[215]	λ Catalán u. Sancho [215]			Temp.-Kl. King [77, 129]	Zeemaneffekt Babcock [106, 107]
$a\,^5D_1—t\,^5P_2^0$	2392.38	1	C	—	—
$a\,^5D_0—t\,^5P_1^0$	89.42	5	C	III	—
$a\,^5D_2—s\,^5P_3^0$	86.76	(2)	C	—	—
$a\,^5D_2—s\,^5P_2^0$	86.17	4	C	III	—
$a\,^5D_4—t\,^5F_4^0$	85.72	4n	C	III	—
$a\,^5D_4—t\,^5F_5^0$	83.29	20	C	III	—
$a\,^5D_3—t\,^5F_3^0$	78.02	10	C	III	—
$a\,^5D_3—t\,^5F_4^0$	73.72	15	C	III	—
$a\,^5D_2—t\,^5F_3^0$	70.41	10	C	III	—
$a\,^5D_1—t\,^5F_1^0$	68.50	1	C	—	—
$a\,^5S_2—s\,^5P_3^0$	67.90	1	C	—	—
$a\,^7S_3—x\,^7P_2^0$	66.85	15n	C	II	—
$a\,^5D_1—t\,^5F_2^0$	66.32		C	—	—
$a\,^5D_4—v\,^5D_4^0$	66.17		C	—	—
$a\,^7S_3—x\,^7P_3^0$	65.96	12n	C	II	—
$a\,^7S_3—x\,^7P_4^0$	64.74	20n	C	II	—
$a\,^5D_4—v\,^5D_3^0$	62.22	1	C	—	—
$a\,^5D_3—v\,^5D_3^0$	54.34	1	C	—	—

Anmerkung. Die Buchstaben der dritten Spalte bezeichnen den Autor, der die betr. Linie eingeordnet hat. Die Intensitätsangaben in Spalte 2 sind inhomogen und nur bedingungsweise zu benutzen, sie sind hier nach King, aushilfsweise nach Hall bzw. Bd. VII (Bogen) gegeben. Man vgl. die anderen von King angegebenen, der je nach der benutzten Lichtquelle (Bogen, Ofen in 3 Temperaturstufen) vier verschiedene Intensitäten abschätzt. Es bedeutet ferner b = Bandenlinie, n = unscharf, d = diffus, R = stark umgekehrt, r = schwach umgekehrt.

Cr II. Kimura und Nakamura [128] haben bei manchen Elementen eine Trennung der Ionisationsstufen durchgeführt, indem sie die verschiedenen Längen der Linien gemessen haben. Für Cr geben sie nur an, daß alle Linien gleiche Länge haben, also alle zu Cr II gehören, geben aber nicht an, welche Linien das sind. Dagegen haben Meggers, Kiess und Walters [132] eine größere Anzahl Linien zwischen 3470 und 2650 Å als zu Cr II gehörig festgestellt und eingeordnet. Dazu führt Russell [170] noch 9 Linien, und Kiess und Laporte [152] haben noch drei kürzere Wellenlängen. Krömer [188] untersucht den Zeeman-Effekt für die Linien und gibt Terme; er findet auch neue Multipletts. Krömer hat die Multipletts mit Nummern von 1 bis 9 versehen; in der Tabelle sind bei den Linien in einer eigenen Spalte diese Zahlen mit aufgeführt.

Die Arbeit von Catalán [199] ist, was die Tabellen angeht, weitgehend mit aufgenommen, da sie die neueste und vollständigste Arbeit ist. Die Einordnung soll nur nach [199] gegeben werden. Sie beruht auf 67 Niveaus.

In der nun folgenden Tab. 4 geben wir wieder zuerst die neuen Messungen, soweit sie nicht im Band VII enthalten sind.

Tabelle 4. Cr II.

	[132, 152]		[188]	Foster [176]
3433	31	5	7[1])	3.313
22	75	20	7	—
21	19	10	7	2.212
08	76	20	7[2])	8.770
03	35	15	7	3.323
03	32	2	9	—
02	46	4	9	—
3394	37	4	9	—
93	88	4	9	—
93	06	5	9	—
91	47	5	7	—
82	68	10	7	2.684
79	88	5	9	—
79	40	3	9	—
68	04	20	1	8.056
63	78	2	7	—
61	82	4	9	—
60	30	20	7	0.300
58	50	10	1	8.500
47	83	6	1	—
42	58	10	1	—
39	80	10	1	—
36	33	5	1	—
34	93	2	7	—
28	34	3	1	—
24	06	3	1	—
07	66	2	7	—
3159	10	1	3	—
47	22	5	3	—
45	07	2	3	—
36	69	5	3	—
32	04	20	3[2])	—

	[132, 152]		[188]	Foster [176]
3128	68	5	3	—
24	97	20	3	—
20	36	15	3	—
18	65	10	3	—
2889	19	3	2	9.279
80	89	4	2	0.905
78	44	2	6[2])	—
77	98	3	6	—
76	25	3	6	—
75	99	5	2	—
73	83	2	2	—
73	48	3	6	—
70	43	5	2	—
67	64	5	6	7.647
67	09	2	2	—
66	75	5	6	—
65	33	2	2	—
65	11	4	6	—
62	59	10	6	—
60	93	5	6	0.931
58	91	4	6	—
58	62	2	2	—
57	40	3	2	—
56	76	3	2	—
55	67	10	6	5.675
49	84	10	6	—
43	24	15	6	3.248
35	64	20	6[2])	5.650
2766	54	15	4[2])	6.536
62	59	10	4	—
57	71	8	4	7.721
51	86	10	4	1.860

	[132, 152]		[188]	Foster [176]
2750	72	10	4	0.720
48	98	8	4	8.983
43	64	8	4	3.640
42	02	5	4	—
40	10	3	4[2])	—
22	73	5	8	—
17	49	4	8	—
12	31	6	8	—
03	85	2	8	—
2698	66	4	8	8.690
98	42	4	8	8.410
87	08	8	8	—
78	78	10	8[3])	—
72	84	6	5	—
71	82	8	5	1.811
68	72	6	5	—
67	07	8	8	—
63	68	3	5	—
61	74	3	5	—
58	60	4	5	—
53	59	3	5	—
31	23	1	8	—

Kiess u. Laporte [156]		
2065	43	6
61	50	7
55	51	8

In der Tab. 5 finden sich Einordnungen und Zeeman-Effekte. In der ersten Spalte ist die Einordnung nach Catalán [199], in der zweiten die Nummer des Multipletts, in der dritten Spalte finden sich Angaben über den Autor, der die Linie gemessen hat. Dabei bedeutet 1 = Exner u. Haschek, 2 = Hall, Diss. Bonn 1925, 3 = auch in Sonne gefunden, 4 = Piña. An. Soc. Esp. **15** p. 110 (1917); in der vierten Spalte findet man die Wellenlängen in Å.E., in der 5. die Intensität und dann folgen in 6 die Zeeman-Effekte.

[1]) Russell [170] gibt noch: 3511.8.
[2]) Diese Linie hat auch Russell.
[3]) Russell [170] gibt noch: 2677.1.

Tabelle 5.

Catalán [199]	Multiplett	[1])	λ Å	Intensit.	Temp.-Klassen [199]	Zeeman-Effekte π	σ
$b\,^4F_4-z\,^6D_3$	34	—	6053.53	2	—	—	—
$b\,^4F_2-z\,^4P_2$	33	3	5979.311	—	—	—	—
$b\,^4F_4-z\,^4P_3$	33	3	26.205	—	—	—	—
$a\,^4F_2-z\,^6P_3$	32	3	5742.815	—	—	—	—
$a\,^4F_3-z\,^6P_4$	32	3	07.922	—	—	—	—
$a\,^4P_3-z\,^6D_2$	29	1	5510.71	1	—	(0)	1.46
$b\,^4G_4-z\,^4F_3$	31	1	08.61	1	—	(0)	0.96
$b\,^4G_3-z\,^4F_2$	31	1	03.18	1	—	(0)	0.77
$b\,^4G_5-z\,^4F_4$	31	1	02.08	1	—	(0)	1.06
$b\,^4G_6-z\,^4F_5$	31	1	5478.37	1	—	(0)	1.14
$a\,^4F_2-z\,^4P_1$	30	1	30.368	1	—	—	—
$a\,^4P_2-z\,^6D_1$	29	1	20.94	1	—	(0.56)	1.29; 2.30
$a\,^4F_3-z\,^4F_2$	30	3	19.425	—	—	—	—
$a\,^4P_3-z\,^6D_3$	29	1	07.59	1	—	(0)	1.70
$a\,^4F_2-z\,^4P_3$	30	3	5368.122	—	—	—	—
$a\,^4P_2-z\,^4P_3$	27	3	46.092	—	—	—	—
$b\,^4F_3-z\,^4F_2$	28	1	37.81	1	—	—	—
$b\,^4F_2-z\,^4F_2$	28	1	34.90	1	—	(0)	0.42
$b\,^4F_3-z\,^4F_3$	28	1	13.62	1	—	(0)	1.04
$b\,^4F_2-z\,^4F_3$	28	1	10.74	1	—	(0.10); (0.89)	1.01
$b\,^4F_4-z\,^4F_3$	28	1	08.42	1	—	(0)	1.60
$a\,^4P_3-z\,^4P_3$	27	1	05.85	1	—	(0)	1.64
$b\,^4F_3-z\,^4F_4$ $b\,^4F_5-z\,^4F_4$	28 28	3	5279.880	—	—	—	—
$b\,^4F_4-z\,^4F_4$	28	3	74.980	—	—	—	—
$a\,^4P_2-z\,^6D_3$	29	3	49.587	—	—	—	—
$a\,^4P_1-z\,^6D_2$	29	3	46.783	—	—	—	—
$b\,^4F_5-z\,^4F_5$	28	1	37.33	2	—	(0)	1.36
$b\,^4F_4-z\,^4F_5$	28	3	32.517	—	—	—	—
$a\,^4P_2-z\,^4P_1$	27	3	10.943	—	—	—	—
$a\,^4P_1-z\,^4P_1$	27	3	5116.192	—	—	—	—
$a\,^4F_4-z\,^4F_3$	26	3	4876.486	—	—	—	—
$a\,^4F_2-z\,^4F_2$	26	1	76.42	2	—	(0)	0.41 diffus
$a\,^4F_3-z\,^4F_3$	26	1	64.33	2	—	(0)	1.37
$a\,^4F_5-z\,^4F_4$	26	1	60.24	1	—	(?)	1.48
$a\,^4F_4-z\,^4F_4$	26	1	48.25	8	—	(0)	1.25
$a\,^4F_3-z\,^4F_4$	26	1	36.23	2	—	—	—
$a\,^4F_5-z\,^4F_5$	26	1	24.12	10	—	(0)	1.36
$a\,^4F_4-z\,^4F_5$	26	1	12.37	2	—	(?)	1.57
$a\,^4P_3-z\,^4F_3$	25	3	05.102	—	—	—	—
$a\,^4P_3-z\,^4F_4$	25	3	4777.731	—	—	—	—
$a\,^4P_2-z\,^4F_2$	25	3	4698.773	—	—	—	—
$b\,^4F_2-z\,^4D_1$	24	1	34.12	10	—	—	—
$a\,^4P_1-z\,^4F_2$	25	3	21.481	—	—	—	—
$b\,^4F_3-z\,^4D_2$	—	1	18.84	10	—	(?)	0.82
$b\,^4F_2-z\,^4D_2$	24	1	16.67	3r	—	—	—

[1]) 1 = Exner und Haschek. — 2 = Hall, Diss. Bonn 1925. — 3 = Rev. Rowland's Table. — 4 = Piña. An. Soc. Esp. 15 p. 110 (1917).

Catalán [199]	Multiplett	1)	λ Å	Intensit.	Temp.-Klassen [199]	Zeeman-Effekte π	σ
$b\,^4F_3$—$z\,^4D_3$	24	1	4592.07	4	—	—	—
$b\,^4F_2$—$z\,^4D_3$	24	1	89.93	1	—	(?)	1.06
$b\,^4F_4$—$z\,^4D_3$	24	1	88.25	20	—	(?)	1.02
$b\,^4F_3$—$z\,^4D_4$	24	3	58.779	—	—	—	—
$b\,^4F_5$—$z\,^4D_3$	24	1	58.71	20	—	(?)	1.13
$b\,^4F_4$—$z\,^4D_4$	24	1	55.02	10	Bogen	(0.60)	1.28
$b\,^4D_2$—$z\,^6F_3$	23	3	44.699	—	—	—	—
$b\,^4D_4$—$z\,^6F_3$	23	3	42.847	—	—	—	—
$b\,^4D_3$—$z\,^6F_4$	23	3	07.232	—	—	—	—
$b\,^4D_4$—$z\,^6F_4$	23	3	04.544	—	—	—	—
$a\,^4F_2$—$z\,^4D_1$	21	1	4284.23	—	—	(0.20)	0.19; 0.64
$b\,^4D_3$—$z\,^6P_3$	22	3	81.108	—	—	—	—
$b\,^4D_2$—$z\,^6P_2$	22	3	80.343	—	—	—	—
$b\,^4D_1$—$z\,^6P_2$	22	3	79.00	—	—	—	—
$a\,^4F_3$—$z\,^4D_2$	21	1	75.52	1	—	(?)	0.96
$a\,^4F_2$—$z\,^4D_2$	21	1	62.29	1	—	—	—
$a\,^4F_4$—$z\,^4D_3$	21	1	61.99	1	—	(0)	1.03
$a\,^4F_3$—$z\,^4D_3$	21	1	52.65	1	—	—	—
$a\,^4F_5$—$z\,^4D_4$	21	1	42.35	5	—	(0)	1.15
$a\,^4F_4$—$z\,^4D_4$	21	1	33.24	1	—	(?)	1.37
$a\,^4P_3$—$z\,^4D_2$	20	3	29.776	—	—	—	—
$b\,^4D_2$—$z\,^6D_1$	18	3	17.062	—	—	—	—
$b\,^4D_1$—$z\,^6D_1$	18	3	15.813	—	—	—	—
$a\,^4P_3$—$z\,^4D_3$	20	3	07.409	—	—	—	—
$b\,^4D_3$—$z\,^6D_2$	18	3	4172.590	—	—	—	—
$b\,^4D_2$—$z\,^6D_2$	18	3	71.909	—	—	—	—
$b\,^4D_1$—$z\,^6D_2$	18	3	70.639	—	—	—	—
$a\,^4P_2$—$z\,^4D_1$	20	3	46.500	—	—	—	—
$a\,^4P_2$—$z\,^4D_2$	20	1	32.45	1	—	(0.81)	1.48
$b\,^4D_2$—$z\,^6D_3$	18	3	12.570	—	—	—	—
$b\,^4D_2$—$z\,^4P_1$	19	3	4088.852	—	—	—	—
$b\,^4D_1$—$z\,^4P_1$	19	3	87.607	—	—	—	—
$a\,^4P_1$—$z\,^4D_1$	20	1	86.19	1	—	(1.43)	1.31
$b\,^4D_3$—$z\,^4P_2$	19	3	77.582	—	—	—	—
$b\,^4D_2$—$z\,^4P_2$	19	3	76.884	—	—	—	—
$b\,^4D_1$—$z\,^4P_2$	19	3	75.708	—	—	—	—
$a\,^4P_1$—$z\,^4D_1$	20	3	72.514	—	—	—	—
$b\,^4D_3$—$z\,^6D_4$	18	3	64.054	—	—	—	—
$b\,^4D_3$—$z\,^4P_3$	19	1	54.12	—	—	—	—
$b\,^4D_2$—$z\,^4P_3$	19	3	53.434	—	—	—	—
$b\,^4D_4$—$z\,^6D_5$	18	3	30.850	—	—	—	—
$b\,^4D_3$—$z\,^4F_2$	17	3	3767.206	—	—	—	—
$b\,^4D_2$—$z\,^4F_2$	17	3	66.668	—	—	—	—
$b\,^4D_4$—$z\,^4F_2$	17	1	65.60	1	—	(?)	0.59
$b\,^4D_3$—$z\,^4F_3$	17	3	55.136	—	—	—	—
$b\,^4D_2$—$z\,^4F_3$	17	1	54.60	2	—	(0)	0.89
$b\,^4D_3$—$z\,^4F_4$	17	1	38.38	2	—	—	—
$b\,^4D_4$—$z\,^4F_4$	17	3	36.53	—	—	—	—
$b\,^4D_4$—$z\,^4F_5$	17	1	15.18	2	—	(0)	1.24
$a\,^2D_2$—$z\,^6D_1$	16	1	12.97	6	—	komplex	

Catalán [199]	Multiplett	1)	λ Å	Int. [199]	Temp.-Klassen [199]	Zeeman-Effekte [199] π	σ
a^2D_2—z^6D_2	16	1	3677.89	4r	—	(0.61)	1.18; 2.30
a^2D_3—z^6D_2	16	1	77.70	2	—	(?)	1.43; 2.04
a^4D_1—z^6F_2	17	1	51.69	1	—	—	—
a^4D_2—z^6F_3	17	1	47.37	1	—	—	—
a^4D_3—z^6F_4	17	1	44.69	1	—	—	—
a^4D_4—z^6F_5	17	1	43.20	1	—	(0)	1.57
a^2D_2—z^6D_3 a^2D_3—z^6D_3	16 16	1	31.61	10d?	—	(0)	1.60
a^2D_2—z^4P_1	15	3	13.781	—	—	—	—
a^2D_2—z^4P_2	15	3	03.782	—	—	—	—
a^2D_3—z^4P_2	15	3	03.622	—	—	nicht angeregt?	
a^2D_2—z^4P_3	15	2	3585.504	(3)	—	—	—
a^2D_3—z^4P_3	15	1	85.39	(4)	V	—	—
a^4G_5—z^6P_4	14	1	56.10	3	VE	(0.26) (0.76) (1.31)	0.29; 0.81 1.32; 1.81 2.29
a^4D_4—z^6P_3	13	1	11.85[1])	6	VE		
a^4D_3—z^6P_2	13	1	3495.38	6	VE	(0.57); (1.67)	o? 0.92
a^4D_4—z^6P_4	13	1	94.53	(1)	—	—	—
a^4D_3—z^6P_3	13	1	84.14	3	VE	(?) (?) (1.41)	0.65; 1.22 1.72; 2.30; 2.89
a^4D_2—z^6P_2	13	1	75.13	2	Bogen	(1.95)	0.64; 1.95; 3.22
a^4D_3—z^6P_4	13	3	67.136	—	—	—	—
a^4D_2—z^6P_3	13	1	64.01	(1)	—	—	—
a^4D_1—z^6P_2	13	1	62.73	(1)	—	—	—
a^4D_2—z^6D_1	12	1	33.31	7	VE	(0.97)	0.38; 2.20
a^4D_3—z^6D_2	12	1	22.75	15	VE	(0.24); (0.78)	0.72; 1.27; 1.78; 2.27
a^4D_1—z^6D_1	12	1	21.19	10	VE	(1.56)	1.56
a^4D_4—z^6D_3	12	1	08.76	15	VE	komplex	—
b^4D_2—z^4D_1 a^4D_2—z^6D_2	13 12	1	03.35	15	VE	(0.27); (0.98)	0.97; 1.66; 2.40
b^4D_1—z^4D_1	13	1	02.46	3	VE	asymmetrisch	—
b^4D_3—z^4D_2	13	1	3394.37	4	VE	—	—
b^4D_2—z^4D_2	13	1	93.88	4	VE	(0)	1.32
b^4D_1—z^4D_2	13	1	93.06	3	VE	(0.64)	0.66; 1.97
a^4D_1—z^6D_2	12	1	91.47	6	Bogen schwach	(0.99)	0.98; 2.98
a^4D_3—z^6D_3	12	1	82.68	8	VE	(?); (0.66)	1.67 und 2 weitere Kompon.
b^4D_3—z^4D_3	13	1	79.88	5r	Bogen schwach	(0)	1.52
b^4D_2—z^4D_3	13	1	79.40	2	VE	(0)	1.63
b^4D_4—z^4D_3	13	—	78.37	2	VE	—	—
a^4D_4—z^4P_3	11	1	68.05	20	VE	(?)	1.24
a^4D_2—z^6D_3	12	1	63.73	(2)	—	(0.23); (0.76)	? ? 2.04; 2.54
b^4D_3—z^4D_4	13	1	61.82	1	V	(0)	1.66
b^4D_4—z^4D_4	13	1	60.36	6	VE	(0)	1.58
a^4D_3—z^4P_2	11	1	58.49	8	VE	(0.25); (0.78)	0.74; 1.28; 1.78; 2.29
a^4D_4—z^6D_5	12	3	53.130	—	—	(?)	2.03

[1]) Russell gibt ebenfalls: 3511.8.

Catalán [199]	Mult. [199]	1)	λ Å	Int. [199]	Temp.-Klassen [199]	Zeeman-Effekte [199] π	σ
$a\,^2D_2$—$z\,^4F_3$	11	3	3349.653	—	—	—	—
$a\,^4D_2$—$z\,^4P_1$	11	1	47.85	6	VE	(1.08)	0.29; 2.38
$a\,^4D_3$—$z\,^4P_3$	11	1	42.64	3	VE	(0.60)	—
$a\,^4D_2$—$z\,^4P_3$	11	1	39.86	7	VE	(0.42); (1.02)	1.00; 1.66; 2.33
$a\,^4D_1$—$z\,^4P_1$	11	1	36.35	4	VE	(1.73)	1.73
$a\,^4D_1$—$z\,^4P_2$	11	1	28.36	2	VE	(0.99)	0.99; 3.02
$a\,^4D_2$—$z\,^4P_3$	11	1	24.08	3	V	(?)	1.51; 2.00; 2.49
$a\,^4G_3$—7	—	1	12.23	(3)	—	(0)	0.88
$a\,^4G_4$—6	—	1	11.96	(3)	—	(0)	1.00
$a\,^4G_5$—5	—	1	07.07	(8)	—	r (0) v (0)	1.12 1.54
$a\,^4G_6$—4	—	1	3295.47	2	VE	(0)	1.23
$a\,^4G_3$—$z\,^4F_2$	10	3	17.39	8	VE	(?)	—— 0.88
$a\,^4G_4$—$z\,^4F_3$	10	2	09.183	12	VE	asymmetrisch	—
$a\,^4G_3$—$z\,^4F_3$	10	2	08.589	3	VE	asymmetrisch	—
$a\,^4G_5$—$z\,^4F_4$ $a\,^4G_4$—$z\,^4F_4$	10 10	2	3197.081	10	VE	r (?) v kompl.	1.07 —
$a\,^4G_5$—$z\,^4F_5$	10	2	81.427	4	VE	—	—
$a\,^4G_6$—$z\,^4F_5$	10	1	80.75	10	—	(0?)	1.26
$a\,^4D_4$—$z\,^4F_3$	9	(1)	59.10	10	—	(?)	? ? 2.46
$a\,^4D_4$—$z\,^4F_4$	9	2	47.224	12	VE	(0.63)	1.46
$a\,^4D_3$—$z\,^4F_2$	9	1	45.07	2	—	(0.50); (1.56)	0; 1.00; 2.04; 3.05
$a\,^4D_3$—$z\,^4F_3$	9	2	36.682	8	VE	(0.89)	0.48; 0.89; 1.32; 1.75; 2.12
$a\,^4D_4$—$z\,^4F_5$	9	2	32.050	20	VE	(0?)	1.38
$a\,^4D_2$—$z\,^4F_2$	9	2	28.695	8	VE	(0.42); (1.35)	0; 0.88; 1.77
$a\,^4D_3$—$z\,^4F_4$	9	2	24.971	20	V	(0?)	1.29
$b\,^4G_6$—5_5	—	2	22.596	3	—	(0)	1.39
$a\,^4D_2$—$z\,^4F_3$	9	2	20.363	15	VE	(0?)	1.08
$a\,^4D_1$—$z\,^4F_2$	9	2	18.645	15	VE	(?)	0.72
$b\,^4G_5$—3_5	—	1	15.28	2	—	(0)	1.72
$b\,^4G_3$—2_4	—	1	11.95	(1)	Bogen?	(0?)	0?; 1.72
$b\,^4F_5$—1_5	—	1	3073.25	(1)	—	(0.92)	1.31
$b\,^4F_4$—1_5	—	1	71.58	(2)	—	(0)	0.99
$a\,^2D_2$—$z\,^4D_1$	8	1	67.16	(2)	—	asymmetrisch	—
$a\,^2D_2$—$z\,^4D_2$	8	2	59.523	2	—	(0.89)	? Kompl.
$a\,^2D_3$—$z\,^4D_2$	8	3	59.377	—	—	—	—
$b\,^4F_5$—2_4 $b\,^4F_3$—2_4	—	1	58.35	(1)	—	(0)	0.79
$b\,^4F_4$—2_4	—	1	56.7	(1u)	—	(0?)	1.17
$a\,^2D_2$—$z\,^4D_3$	8	1	47.74	(1)	—	—	—
$a\,^2D_3$—$z\,^4D_3$	8	1	47.62	(1)	—	—	—
$a\,^2D_3$—$z\,^4D_3$	8	1	42.78	(1)	—	(0)	1.24
$a\,^2D_3$—$z\,^4D_4$	—	2	32.927	2	VE	(0.34)	—— 1.13
$a\,^4F_5$—1_5	—	2	2926.156	(2)	—	(0.85)	1.24
$a\,^4F_4$—1_5	—	2	21.816	3	VE	(0)	0.98
$a\,^4F_4$—2_4	—	1	08.31	(1)	—	(1.12)	1.13
$a\,^4F_3$—2_4	—	2	03,973	(2)	—	(0?)	0.80
$a\,^4F_5$—5_3	—	2	2898.539	(5)	—	(0)	1.24
$a\,^4F_4$—3_5	—	1	94.27	(2)	—	—	—

Catalán [199]	Mult. [199]		λ Å	Int. [199]	Temp.-Klassen [199]	Zeeman-Effekte [199] π	σ
a^4D_3—z^4D_2	7	2	2880.876	5	VE	(0)	1.61
a^6D_4—z^6F_3	6	2	77.983	7	VE	(?)	2.29 kompl.?
a^6D_3—z^6F_2	6	2	76.250	10	VE	(0)	1.32
a^4D_4—z^4D_4	7	2	75.998	10	VE	(0)	1.59
a^4D_2—z^4D_1	7	2	73.822	4	VE	(0.67)	? ? 1.81
a^6D_2—z^6F_1	6	2	73.493	12	VE	(1.41)	3.28
a^4D_3—z^4D_3	6	2	70.442	6	VE	(0)	1.48
a^6D_1—z^6F_1	6	2	67.655	15	VE	(?) (?) (2.21)	? ? 1.40
a^6D_2—z^6F_2	6	2	66.748	15	VE	(0.41); (1.35)	0.62; 1.54; 2.50
a^6D_3—z^6F_3	6	2	65.112	20	VE	(0.90)	1.70 c
a^6D_4—z^6F_4	6	2	62.575	20	VE	(0.72)	? c
a^6D_1—z^6F_2	6	2	60,940	15	VE	(1.21)	0; 2.34
a^6D_5—z^6F_5	6	1	58.91	20	VE	(0.51)	1.71 c?
a^4D_1—z^4D_2	7	2	58.659	(2)	—	(0.70)	?
a^4D_3—z^4D_4	7	2	57.405	(3)	—	(0)	1.61
a^4D_2—z^4D_3	7	2	56.768	(3)	—	(0)	1.65
a^6D_2—z^6F_3	6	2	55.682	25	VEr	(0.33); (1.08)	0.44; 1.22; 1.85; 2.49
a^6D_3—z^6F_4	6	2	49.842	30	VEr	—	—
a^6D_4—z^6F_5	6	2	43.254	35	VEr	(?)	1.45
a^6D_5—z^6F_6	6	2	35.640	40	VEr	(?)	1.45
a^6D_5—z^6P_4	5	2	2766.542	30	VE	(?)	1.59
a^6D_4—z^6P_3	5	2	62.596	25	VE	(?)	1.56 kompl.
a^6D_3—z^6P_3	5	2	57.728	12	VE	(0.43); (1.30)	0.47; 1.34; 2.20; 3.04
a^6D_4—z^6P_4	5	2	51.873	12	VE	(0.51)	1.81 kompl.?
a^6D_3—z^6P_3	5	2	50.731	15	VE	(0.57)	1.97
a^6D_2—z^6P_2	5	2	48.993	15	VE	(0.90)	1.73; 2.42; 3.08
a^6D_1—z^6P_2	5	2	43.647	12	VE	(0.56)	2.01; 3.11
a^6D_2—z^6P_3	5	2	42.040	12	VE	(0)	1.97
a^6D_3—z^6P_4	5	2	40.101	7	VE	(0)	1.90
a^6D_2—z^6D_1	4	2	22.758	10	VE	(0.51)	1.48; 2.56
a^6D_1—z^6D_1	4	2	17.520	4	VE	—	—
a^6D_3—z^6D_2	4	2	12.314	12	VE	(0)	1.65
a^6D_2—$^6D_2$	4	2	03.862	3	VE	(0)	1.92
a^6D_1—z^6D_2	4	2	2698.695	10	VE	(0.87)	1.22
a^6D_4—z^6D_3	4	2	98.417	10	VE	(0)	1.64
a^6D_5—z^6D_4	4	2	91.050	12	VE	(0)	1.62
a^6D_3—z^6D_3	4	2	87.098	10	VE	(0)	1.78
a^6D_2—z^6D_3	4	2	78.802	15	VE	(?)	1.61
a^6D_4—z^6D_4 a^6D_5—z^6D_5	4 4	2	77.171	25	VE	(0?)	1.69
a^6D_4—z^4P_3	3	2	72.838	12	VE	(0)	1.67
a^6D_3—z^4P_2	3	2	71.818	15	VE	(0?)	1.66
a^6D_2—z^4P_1	3	2	68.722	15	VE	(0.66)	1.35; 2.68
a^6D_3—z^6D_4	4	1	66.02	15	VE	(0)	1.63
a^6D_2—z^4P_2	3	2	63.683	6	VE	(0)	3.50
a^6D_4—z^6D_5	4	2	63.430	15	VE	(0)	1.62
a^6D_3—z^4P_3	3	2	61.735	5	VE	(0)	1.77
a^6D_1—z^4P_2	3	2	58.603	15	VE	(0.89)	1.17; 2.52
a^6D_2—z^4P_3	3	2	53.594	15	VE	(0)	1.59
a^6D_5—z^4F_4?	2	1	2544.32	(1)	—	—	—

Catalán [199]	Mult. [199]		λ Å	λ [199]	Int. [199]	Temp.-Klasse [199]
a $^6D_5$—z $^4F_5$	2	1	2534	33	4	V
a $^6D_4$—z $^4F_4$	2	1	31	85	(1)	—
a $^4G_6$—3_5	—	1	2211	83	(1)	—
a ^6S—z $^6P_2$	1	—	2065	42	3R	—
a ^6S—z $^6P_3$	1	—	61	49	4R	—
a ^6S—z $^6P_4$	1	—	55	51	5R	—

Cr III. Gibbs und White [162] haben zuerst im Multiplett gefunden, dann fügt White [195] noch 10 hinzu. Die Nummern der Multipletts nach White sind in der Tabelle angegeben.

Tabelle 6. Cr III.

		White [195]		Multiplett
b $^3F_4'$—$^3D_3'$	2483	79	25	1
b $^3F_3'$—$^3D_2'$	80	53	22	1
b $^3F_2'$—$^3D_1'$	73	56	20	1
b $^3F_2'$—$^3D_2'$	59	69	6	1
b $^3F_3'$—$^3D_3'$	57	54	7	1
b $^3F_4'$—$^3G_4'$	2343	18	6	2
b $^3F_3'$—$^3G_3'$	23	80	4	2
b $^3F_4'$—$^3G_5'$	25	60	80	2
b $^3F_3'$—$^3G_4'$	19	78	70	2
b $^3F_2'$—$^3G_3'$	15	35	60	2
$^5F_3'$—$^5G_2'$	2275	99	2	3
$^5F_4'$—$^5G_3'$	75	93	2	3
$^5F_5'$—$^5G_4'$	74	47	2	3
$^5P_2'$—$^5G_2'$	65	65	15	3
$^5F_4'$—$^5G_3'$	62	40	15	3
$^5F_1'$—$^5G_2'$	58	70	50	3
$^5F_4'$—$^5G_4'$	58	11	15	3
b $^3F_4'$—$^3F_3$	56	17	6	4
$^5F_5'$—$^5G_5'$	52	70	15	3
$^5F_2'$—$^5G_3'$	52	18	60	3
b $^3F_3'$—$^3F_2$	49	62	8	4
$^5F_3'$—$^5G_4'$	44	83	70	3
b $^3F_4'$—$^3F_4$	38	25	60	4
$^5F_4'$—$^5G_5'$	36	62	80	3
b $^3F_3'$—$^3F_3$	34	45	50	4
b $^3F_2'$—$^3F_2$	32	46	40	4
$^5F_5'$—$^5G_6'$	27	40	100	3
b $^3F_2'$—$^3F_2$	17	53	2	4
b $^3F_3'$—$^3F_4$	16	92	2	4
$^5F_5'$—$^5F_4$	2129	95	2	5
$^5F_4'$—$^5F_3$	26	37	5	5
$^5F_3'$—$^5F_2$	23	50	5	5
$^5F_2'$—$^5F_1$	21	09	10	5
$^5F_5'$—$^5F_5$	18	27	60	5
$^5P_4'$—$^5F_4$	15	60	50	5
$^5P_1'$—$^5F_1$	15	00	20	5
$^5F_3'$—$^5F_3$	14	50	60	5
$^5F_2'$—$^5F_2$	14	50		5
$^5F_1'$—$^5F_2$	08	43	10	5
$^5F_2'$—$^3F_3$	05	61	15	5
$^5F_4'$—$^5F_5$	2104	05	20	5
$^5P_3'$—$^5F_4$	03	90	20	5
$^5G_6'$—$^5H_6'$	1735	89	25	6
$^5G_5'$—$^5H_5'$	30	16	20	6
$^5G_6'$—$^5H_7'$	27	19	100	6
$^5G_4'$—$^5H_4'$	24	31	15	6
$^5G_5'$—$^5H_6'$	21	82	90	6
$^5G_3'$—$^5H_3'$	19	51	15	6
$^5G_4'$—$^5H_5'$	17	54	80	6
$^5G_3'$—$^5H_4'$	14	08	70	6
$^5G_2'$—$^5H_3'$	11	74	60	6
a $^3F_2'$—$^3D_1'$	1271	90	15	7
a $^3F_3'$—$^3D_2'$	69	19	20	7
a $^3F_2'$—$^3D_2'$	68	23	0	7
$^3G_4'$—$^3G_4'$	66	06	0	8
a $^3F_4'$—$^3D_3'$	64	27		7
$^3G_3'$—$^3G_3'$	63	65	20	8
a $^3F_3'$—$^3D_3'$	63	11	5	8
$^3G_4$—$^3G_4'$	61	91	30	8
$^3G_3$—$^3G_4'$	59	52	8	8
$^3G_5$—$^3G_5'$	59	10	40	8
$^3G_4$—$^3G_5'$	56	85	2	8
$^3G_3$—$^3F_2$	38	60	40	9
$^3G_4$—$^3F_3$	36	23	50	9
$^3G_3$—$^3F_3$	33	99	0	9
$^3G_5$—$^3F_4$	33	04	60	9
$^3G_4$—$^3F_4$	30	84	0	9
a $^3F_3'$—$^3G_3'$	29	52	10	10
a $^3F_2'$—$^3G_3'$	28	65	15?	10
a $^3F_4'$—$^3G_4'$	26	81	8	10
a $^3F_3'$—$^3G_4'$	25	69	20	10
a $^3F_4'$—$^3G_5$	21	97	20	10
a $^3F_3'$—$^3F_2$	05	79	2	11
a $^3F_2'$—$^3F_2$	04	97	30	11
a $^3F_4'$—$^3F_3$	02	49	8	11
a $^3F_3'$—$^3F_3$	01	41	40	11
a $^3F_2'$—$^3F_3$	00	61	2	11
a $^3F_4'$—$^3F_4$	1197	42	50	11
a $^3F_3'$—$^3F_4$	96	33	2	11

Cr IV. Nur White [194] hat sich mit dem Spektrum beschäftigt und gibt 13 Multipletts oder Teile davon.

Tabelle 7. Cr IV.

		White[1] [194]		Multiplett
$^2F_4'$—$^2F_4$	1990	28	100	1
$^2F_3'$—$^2F_3$	85	62	100	1
$^2F_3'$—$^2F_4$	60	63	0	1
b $^4F_3'$—$^4G_3'$	1883	22	35	2
b $^4F_4'$—$^4G_4'$	76	15	60	2
b $^4F_2'$—$^4G_3'$	73	97	100	2
b $^4F_5'$—$^4G_5'$	68	42	45	2
b $^4F_3'$—$^4G_4'$	63	14	125	2
b $^4F_4'$—$^4G_5'$	51	96	150	2
$^2F_4'$—$^2G_4'$	44	73	6	4
b $^4F_5'$—$^4F_4$	43	51	15	3
b $^4F_4'$—$^4F_3$	43	01	25	3
b $^4F_3'$—$^4F_2$	42	77	25	3
b $^4F_5'$—$^4G_6'$	40	20	180	2
b $^4F_2'$—$^4F_2$	33	85	40	3
b $^4F_3'$—$^4F_3$	30	44	50	3
b $^4F_4'$—$^4F_4$	27	53	80	3
$^2F_4'$—$^2G_5'$	27	00	100	4
b $^4F_5'$—$^4F_5$	26	30	100	3
b $^4F_2'$—$^4F_3$	21	62	20	3
$^2F_3'$—$^2G_4'$	19	37	90	4
b $^4F_3'$—$^4F_4$	15	19	30	3
b $^4F_4'$—$^4F_5$	10	56	30	3
b $^4F_5'$—$^2F_4$?	1791	82	30	5
b $^4F_3'$—$^2F_4$?	65	15	15	5
b $^4F_5'$—$^4D_4'$	55	66	60	6
b $^4F_4'$—$^4D_4'$	41	09	15	6
b $^4F_2'$—$^4D_1'$	38	26	10	6
b $^4F_3'$—$^4D_2'$	36	68	20	6
b $^4F_4'$—$^4D_3'$	34	07	20	6
b $^4F_3'$—$^4D_4'$	29	95	3	6
b $^4F_2'$—$^4D_2'$	28	76	3	6
b $^4F_3'$—$^4D_3'$	22	94	30	6
$^4G_6'$—$^4H_5'$	1346	60	2	7
$^4G_6'$—$^4H_6'$	39	65	10	7
$^4G_5'$—$^4H_4'$	38	20	2	7
$^4G_6'$—$^4H_7'$	32	51	50	7
$^4G_5'$—$^4H_5'$	31	94	10	7
$^4G_4'$—$^4H_4'$	25	83	10	7
$^4G_5'$—$^4H_6'$	25	08	40	7
$^4G_4'$—$^4H_5'$	19	71	30	7
$^4G_3'$—$^4H_4'$	15	86	25	7
$^2H_5'$—$^2G_4'$	695	19	130	8
$^2H_6'$—$^2G_5'$	93	87	140	8
$^2H_5'$—$^2G_5'$	92	68	12	8
$^2G_4$—$^2F_3$	88	46	90	9
$^2G_5$—$^2F_4$	87	12	100	9
$^2G_4$—$^2F_4$	85	44	6	9
$^2G_5$—$^2G_4'$	68	90	20	10
$^2G_4'$—$^2G_4'$	67	31	110	10
$^2G_5'$—$^2G_5'$	66	55	120	10
$^2G_4$—$^2G_5'$	64	97	6	10
a $^4F_3'$—$^4G_3'$	36	43	0	11
a $^4F_2'$—$^4G_3'$	35	51	25	11
a $^4F_4'$—$^4G_4'$	35	47	0	11
a $^4F_5'$—$^4G_5'$	34	22	0	11
a $^4F_3'$—$^4G_4'$	34	12	60	11
a $^4F_4'$—$^4G_5'$	32	65	60	11
a $^4F_3'$—$^4F_2$	31	78	15	12
a $^4F_4'$—$^4F_3$	31	60	15	12
a $^4F_5'$—$^4F_4$	31	33	15	12
a $^4F_5'$—$^4G_6'$	30	93	100	11
a $^4F_2'$—$^4F_2$	30	86	100	12
a $^4F_3'$—$^4F_3$	30	32	90	12
—	—		120	12
a $^4F_2'$—$^4F_3$	29	40	40?	12
a $^4F_5'$—$^4F_5$	29	29	150	12
a $^4P_3'$—$^4F_4$	28	52	60	12
a $^4F_4'$—$^4F_5$	27	76	45	12
a $^4F_5'$—$^4D_4'$	20	69	100	13
a $^4F_4'$—$^4D_4'$	19	17	60	13
a $^4F_2'$—$^4D_1'$	19	17	60	13
a $^4F_3'$—$^4D_2'$	18	81	60	13
a $^4F_4'$—$^4D_3'$	18	27	60	13
a $^4F_2'$—$^4D_2'$	17	92	6?	13
a $^4F_3'$—$4D_3'$	17	04	30	13

Cr V. Auch dieses Spektrum ist nur von White [193] untersucht, der eine Reihe von Linien zwischen λ 1820 und λ 433 gibt.

[1]) Krömer [188] fügt nach dem Zeemaneffekt zu Cr IV hinzu: 3369.06, 3391.76, 3172.08.

Tabelle 8. Cr V.

		White [193]		Gibbs u. White [159]	
$b\,^1D_2$—$^1D_2'$	1820	28	60	—	
$^3D_2$—$^1D_2'$	1656	42	1	—	
$^3D_3$—$^3D_2'$	55	55	25	5.60	2
$^3D_2$—$^3D_1'$	52	52	20	2.63	2
$^3D_1$—$^1D_2'$	47	71	0	—	
$^3D_1$—$^3D_1'$	44	00	40	4.05	4
$^3D_2$—$^3D_2'$	39	35	50	9.40	5
$^3D_3$—$^3D_3$	38	42	70	8.51	6
$^3D_1$—$^3D_2'$	30	—		0.96	1
$^3D_2$—$^3D_3'$	22	53	5	2.64	0
$^3D_2$—$^3P_2$	11	27	0	—	
$^3D_3$—$^3F_3$	07	04	0	—	
$^3D_1$—$^3F_2$	03	17	60	—	
—	1596	—		6.59	2
—	95	—		5.64	1
$^3D_2$—$^3F_3$	91	70	70	—	
—	88	—		8.57	2
—	80	—		0.62	4
$^3D_3$—$^3F_4$	79	67	80	—	
—	73	—		3.16	7
$b\,^1D_1$—$^1F_3$	19	02	70	—	
$^3D_3$—$^3P_2$	1498	02	70	7.97	8
$^3D_2$—$^3P_1$	89	75	50	9.75	6
$^3D_2$—$^3P_2$	84	67	15	4.67	5
$^3D_1$—$^3P_1$	82	89	15	2.81	3
$^3D_1$—$^3P_0$	81	69	30	1.68	3
—	77	—		7.75	0
$b\,^1D_2$—$^1P_1$	55	27	30		
$^3F_4$—$^3G_4$	1131	16	2		
$^3F_4$—$^3G_5$	23	62	10		
$^3F_3$—$^3G_3$	21	98	0		

		White [193]	
$^3F_3$—$^3G_4$	1117	55	8
$^3F_2$—$^3G_3$	12	47	6
$^3P_1'$—$^3D_1'$	471	03	4?
$^3P_2'$—$^3D_2'$	70	75	5
$^3P_0'$—$^3D_1'$	70	56	10
$^3P_1'$—$^3D_2'$	69	95	20
$a\,^1D_2$—$^1D_2'$	69	65	30
$^3P_2'$—$^3D_3'$	69	34	30
$^1G_4$—$^1F_3$	64	03	100
$^1S_0$—$^1P_1$	62	26	5
$^3P_2'$—$^3P_1$	57	56	15
$^3P_2'$—$^3P_2$	57	08	40
$^3P_1'$—$^3P_1$	56	79	15
$^3P_1'$—$^3P_0$	56	68	15
$^3P_0'$—$^3P_1$	56	36	10?
$^3P_1'$—$^3P_2$	56	31	30
$a\,^1D_2$—$^1F_3$	46	71	5
$a\,^1D_2$—$^1P_1$	41	11	40
$a\,^3F_4'$—$^3D_3'$	38	66	50?
$a\,^3P_3'$—$^3D_2'$	38	65	40?
$a\,^3F_2'$—$^3D_1'$	38	62	30?
$a\,^3F_2'$—$^3D_1'$	37	69	20
$a\,^3F_3'$—$^3D_3'$	37	43	20
$a\,^3F_3'$—$^3F_2$	36	61	20
$a\,^3F_4'$—$^3F_3$	36	37	25
$a\,^3F_2'$—$^3F_2$	35	66	25
$a\,^3F_3'$—$^3F_3$	35	16	30
$a\,^3F_4'$—$^3F_4$	34	33	40
$a\,^3F_2'$—$^3F_3$	34	22?	?
$a\,^3F_3'$—$^3F_4$	31	13	5

Cr VI. Hier sind nur 8 Linien in der Schumann-Region gefunden: Lang [153] gibt ein Paar, Gibbs und White [151] erst eine Linie, dann [183] ein Triplet.

Tabelle 9. Cr VI.

		Lang [153]		Gibbs u. White [183]	
—	1498	0	2	—	—
$4\,^2S_1$—$4\,^2P_1$	55	—		5.3	—
—	46	7	4	—	—
—	337	—		—	7.28
—	36	—		—	6.30
—	35	—		—	5.20

Absorption. Die Absorption des Chroms haben Gieseler und Grotrian [126] zuerst untersucht. Sie untersuchten den Dampf des Chroms in einem elektrischen Ofen, der Temperaturen bis zu 1200° C lieferte. In ihrer Arbeit [126] finden sie folgendes: „Der größte im Cr-Spektrum vorkommende Term ist der Term 43 des Septettsystems. Demzufolge sind in Absorption vor allem zu erwarten die Hauptserienlinien, die Übergängen von dem Term 43 nach den dreifachen p-Termen 4 p_i und 4 p_i^a des Septettsystems entsprechen. Es sind dies die beiden Tripletts $\lambda = 4289.92$, 4275.01, 4254.52 und $\lambda = 3605.49$, 3593.64, 3578.81 Å. Tatsächlich haben wir diese beiden Tripletts bei 1230° auch schwach aber deutlich in Absorption erhalten. Außerdem wären in Absorption zu erwarten die Linien, die von dem Term 4 s des Septettsystems zu den Termen 4 p_i und 4 p_i^a des Quintettsystems führen. Es sind dies die Wellenlängen $\lambda = 3732.18$, 3730.95 und 3351.97, 3379.18 Å. Diese Linien haben wir aber nicht in Absorption erhalten. Die Ursache ist darin zu sehen, daß sie auch in Emission zu den schwächeren Linien des Spektrums gehören, woraus zu schließen ist, daß die Übergangswahrscheinlichkeit für diese Linien zu klein ist, um bei den bei 1230° C sicher sehr kleinen Dampfdrucken des Cr-Dampfes schon merkbare Absorption zu geben. Außer den oben genannten Linien haben wir keine weiteren Linien des Cr-Spektrums in Absorption beobachtet.“ Zumstein [155a] findet die Linien

4289.726, 4274.802, 4254.341 (4^7S—4^7P),
3605.330, 3593.483, 3578.688 (4^7S—4^7P),
2366.85, 2365.96, 2364.74 (4^7S—4^7P)

bei 1600° C in Absorption. Die ersten beiden dieser Tripletts wurden schon vorher von Grotrian und Gieseler und von McLennan und McLay [141] gefunden. Außerdem hat King [129 p. 291] diese 9 Linien schon gefunden (2600° C). King erhielt Absorption vom Normalzustand und von einigen der angeregten Zustände. Daher stammen die Linien des Triplett 2366, 2365 und 2364 nicht sicher von Übergängen zum Normalzustand, was aus den vorliegenden Untersuchungen von Zumstein auch hervorgehen sollte.

Im Unterwasserfunken untersuchen Hulburt [127] und Smith und Muskat [173]. Hulburt findet die Chromtripletts bei 4200 und 3600 Å stark umgekehrt. Smith und Muskat [173] finden außer den in der Tab. 2 mit x bezeichneten Linien noch die Linien $\lambda = 4829.36$, 4565.53, 4514.53, 3991.12, 3983.91, 3822.08, 3615.65, 3510.53, 3494.96, 3481.30, 3460.43, 3065.07, 2985.99, 2766.54, 2638.90 und 2618.28 Å.

Den Stark-Effekt untersuchen Nagaoka und Sugiura [134]. Den Zeeman-Effekt untersuchen Sommerfeld und Heisenberg [105], Landé [118], Babcock [107, 106], Gieseler [101], van Geel [145] und Krömner [188]. Die Zeeman-Werte finden sich bei den einzelnen Linien in der letzten Spalte.

Intensitätsmessungen liegen von Sommerfeld und Heisenberg [105] und Frerichs [138] vor.

Zur Theorie des Chromspektrums siehe Sommerfeld und Heisenberg [105], Sommerfeld [119], Wentzel [120] und Hund [139].

Letzte Linien finden sich bei Gramont [102, 103].

Linienverbreiterungen untersuchen Kimura und Nakamura [117].

Die Isotopie untersucht Aston [212] und findet die Isotopen 50, 52, 53 und 54, wobei 50 mit Ti_{50} und 54 mit Fe_{54} isobar ist.

Zu den Bandenspektren des Chroms ist uns nur eine neue Messung von Ferguson [225] bekannt geworden.

Röntgenspektrum.

Die L-Reihe des Emissionsspektrums wurde aufgefunden. Es seien auch hier wieder zunächst die Messungen mit Liniengitter genannt: Kellström [186, 187] schließt seine Werte an die AlKα-Linie an (vgl. den entsprechenden Abschnitt bei Calcium), während Howe [185, 204] absolut mißt. Das gleiche gilt auch für die zeitlich früher liegende Arbeit von Hunt [163, 164].

Thoraeus [156, 157], siehe auch [144], und Karlsson [205] erhielten mit Kristallgittern von Fettsäuren ebenfalls L-Spektren, die bei dem letzteren infolge der nach dieser Methode hier erzielbaren größeren Dispersion einige von den anderen Autoren nicht gefundene Linien zeigen.

Tabelle 1. Emission, L-Reihe.
Wellenlängen in Å E.

Übergänge	Bezeichnung	Mit Liniengitter			Mit Kristall	
		Hunt [163, 164]	Kellström [186, 187]	Howe [185, 204]	Thoraeus [156, 157]	Karlsson [205]
$L_{III}\ M_I$	l	—	24.73	—	—	23.84
$L_{II}\ M_I$	η	—	—	—	—	23.28
$L_{III}\ M_{IV,V}$	α_{12}	21.5	21.74	21.73	21.53	21.53
$L_{II}\ M_{IV}$	β_1	—	—	—	21.19	21.19
$L_I\ M_{II,III}$	$\beta_{3,4}$	—	—	—	—	19.39

Über die K-Reihe liegt eine Anzahl von neuen Arbeiten vor: Präzisionsmessungen von Siegbahn und Dolejšek [99], Schrör [154] und Eriksson [175]. Daran schlossen sich Untersuchungen neuer schwacher Linien von Dolejšek, Druyvesteyn [158], Wetterblad [179] und Beuthe [198] an. Bearden [213, 214] findet mit Hilfe von absoluten Strichgittermessungen für β den Wert 2.08478, für α_{12} 2.29097. Er gibt Fehlergrenzen von $\pm$ 0.01% an. Auch einige speziellere Arbeiten liegen vor: Siegbahn und Ray [135] geben für den Abstand des Dubletts den Wert 3.89 XE. Seljakow und Krasnikow [143] konnten bei großer Dispersion die Linie β', $\lambda = 2085.01$ XE, von β_1 trennen. Dolejšek und Filčaková [181] halten die gleiche Linie für ein nicht aufgelöstes Dublett, bei dem sie vergeblich nach einem Einfluß der chemischen Bindung suchen. Zahlenangaben fehlen leider, ebenso bei einer ähnlichen Arbeit von Ford [217]. Beuthe [198] findet dagegen für Cr_2O_3 eine zweite Linie neben 2061.1 von 2063.0 XE. Dolejšek und Engelmannová [182] geben den Abstand des irregulären Dubletts $\alpha_{3,4}$ zu 1.8 XE entsprechend $\Delta\sqrt{\frac{\nu}{R}} = 0.0074$ an.

Sorgfältige Intensitätsmessungen für die Hauptlinien der K-Reihe finden sich bei Meyer [189], sie sind in Tab. 2 aufgenommen. Kettmann [116] und Wisshak [211] untersuchen die Intensität der Kα_1-Linie als Funktion der Spannung.

Tabelle 2. Messungen mit Kristallgitter.

Wellenlängen in XE, bezogen auf Kalkspat: $d_{18^\circ} = 3029.45$ XE. Emission, K-Reihe.
$n = \infty$

Über-gänge	Be-zeichnung	i 3)	Siegbahn und Dolejšek [99]	Schrör [154]	Druy-vesteyn [158]	Eriksson [175]	Wetter-blad [179]	Beuthe [198]
KL_{II}	α_2	50.2	2288.95[1])	288.91	—	2288.907	—	—
KL_{III}	α_1	100.	2284.84	2284.84	—	2285.033	—	—
—	$\alpha_{3,4}$	—	2273.3[2])	—	—	—	—	η 2111.6
—	β'	—	2085.7	—	—	—	—	—
$KM_{II,III}$	β_1	29.3	2080.45[1])	280.43	—	2080.586	[2080.6]	—
—	β''	—	—	—	—	—	2073.0	—
$KM_{IV,V}$	β_5	0.96	2067.0	—	[2067.0]	2066.71	2067.7	[2067.0]
—	β'''	—	—	—	2061.7	—	—	βy 2061.1

Für die K-Absorptionskante des freien Elements sind die Angaben der folgenden Autoren zu nennen:

Lindh [142]	2066.3 (XE)
Chamberlain [123]	2064.9
Åse[4])	2065.9
Kievit und Lindsay [208, 209]	2066.1.

Coster [124] und Lindh [142] stellen Einfluß der chemischen Bindung auf ihre Lage fest, der aus Tab. 3 und 4 hervorgeht. Die Versuche von Yost [197] ergaben innerhalb der Meßfehler keinen Unterschied in der Kantenlage, wenn eine Verbindung statt in festem Zustand in Lösung absorbierte. Endlich finden Kievit und Lindsay [208, 209] auch hier eine ausgeprägte Sekundärabsorption bei Ver-

Tabelle 3. K-Absorptionsgrenzen verschiedener Verbindungen nach Coster [124].

Verbindung	λ in XE (Kante) K	λ in XE (Absorpt.-Linie) Kα
$Na_2Cr_2O_7$	2059.5	2065.0
K_2CrO_4	2059.1	2065.2
Cr_2O_3	2060.6	—
$[Cr(NH_3)_6](NO_3)_3$	2063.8	—
$CrCl_3$	2063.0	—

1) Nach Siegbahn, Spektroskopie der Röntgenstrahlen, 1. Aufl., p. 101.
2) Nach Dolejšek [96].
3) Nach H. Th. Meyer [189].
4) Nach Siegbahn, Spektroskopie d. Röntgenstr., 2. Aufl., p. 265.

Tabelle 4. Desgl. nach Lindh [142].

Verbindung	λ in XE		Δλ	ΔV
	K	K'		
Cr	2066.3	—	0	0
Cr_2S_3	2063.9	—	2.4	6.9
$Cr(OH)_3$	2061.9	—	4.4	12.7
$Cr_2(SO_4)_3$	2062.2	—	4.1	11.9
K_2CrO_4	2060.0	2066.0	6.3	18.2
$Bi_2(CrO_4)_3$	2059.7	2065.7	6.0	19.1
$K_2Cr_2O_7$	2059.5	2066.0	6.8	19.7

Tabelle 5. Sekundäre Absorptionskanten nach Kievit und Lindsay [208, 209].

λ	2066.1	2060.5	2049.1	2040.0	2030.5	2019.9	2009.3	1984.9	1958.6
ΔV	—	16.2	49.8	76.7	105.	139.	169.	245.	329.

wendung des reinen Elementes, wobei sie von der langwelligen Seite kommend auf den Beginn der Schwärzungsänderung einstellen. Die Ergebnisse sind in Tab. 3 enthalten.

Auch Sawada [222] findet Sekundärabsorption (Original nicht zugänglich; siehe Jap. J. of Phys., 1931, Abstr. No. 106). Neufeldt [220] hat seine mit Elektronenzählrohr erhaltenen Ergebnisse später wieder zurückgenommen, es sei darum nicht weiter darauf eingegangen. Vgl. hierzu auch die Bemerkung von Geiger [226], daß er die Kurven Neufeldts nicht habe reproduzieren können.

Auf die Bestimmung von „kritischen Potentialen“ weicher Strahlung sei hier nicht weiter eingegangen, vgl. die entsprechende Bemerkung bei Kohlenstoff.

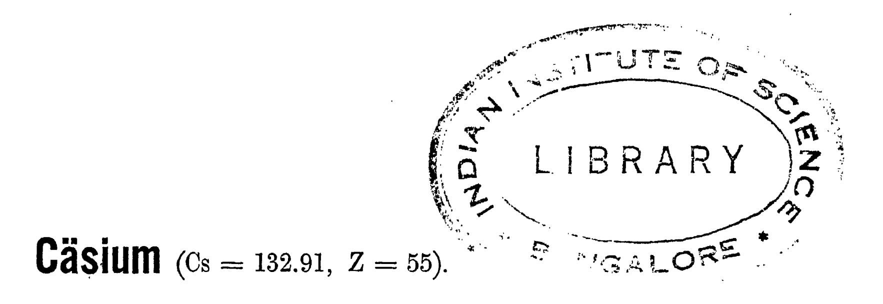
Zum Schluß bringt Tab. 6 die Niveauwerte nach Siegbahn. Für die Linien werden seine Bezeichnungen hier allgemein benutzt, dagegen für die Niveaus die Bohr-Costerschen.

Tabelle 6. Energiewerte der Röntgenniveaus nach Siegbahn[1]).

Röntgenniveau	K	L_{II}	L_{III}	$M_{II,III}$	$M_{IV,V}$
Opt. Symbol	$1\,^2S_{\frac{1}{2}}$	$2\,^2P_{\frac{1}{2}}$	$2\,^2P_{\frac{3}{2}}$	$3\,^2P_{\frac{1}{2},\frac{3}{2}}$	$3\,^2D_{\frac{3}{2},\frac{5}{2}}$
$\frac{\nu}{R}$	**441.1** [2])	43.0	42.3	3.1	0.2

[1]) Spektroskopie der Röntgenstrahlen, 2. Aufl., Berlin 1931, p. 348.
[2]) Experimentell. Die übrigen berechnet.

Abgeschlossen 1. 6. 1932.



Cäsium (Cs = 132.91, Z = 55).

Literatur.

1. Nachtrag.

[142] Chr. Füchtbauer und H. Bartels, Gesetzmäßigkeiten bei der Absorption von Cäsiumlinien. Zs. f. Phys. **4** p. 337—342 (1921).

[143] D. Coster, On the spectra of X-rays and the theory of atomic structure. Phil. Mag. (4) **43** p. 1070—1107 (1922); ib. **44** p. 546—573 (1922).

[144] L. Dunoyer, Recherches sur la luminescence des gaz dans la décharge sans électrodes. Spectres d'induction du césium et du rubidium. J. de Phys. et le Rad. (6) **3** p. 261—292 (1922), (6) **3** p. 81—85 S (1922).

[145] A. de Gramont, Raies ultimes et séries spectrales. C. R. **175** p. 1025—1030 (1922).

[146] G. A. Lindsay, Sur les limites d'absorption L des élements Ba—Sb. C. R. **175** p. 150—151 (1922).

[147] D. S. Roschdestwensky, Simple relations in the spectra of the alkaline metals. J. Russ. Phys.-Chem. Ges. **50** p. 11—50 (1922); Trans. Opt. Inst. Petrograd **2** No 13 (1920).

[148] A. Sommerfeld und W. Heisenberg, Die Intensität der Mehrfachlinien und ihrer Zeemankomponenten. Zs. f. Phys. **11** p. 131—154 (1922).

2. Fortsetzung.

[149] H. Bartels, Intensitätsverteilung, Termfolge und Anregungsfunktion bei den Alkalispektren. Zs. f. Phys. **20** p. 398—412 (1923).

[150] H. B. Dorgelo, Die Intensität der Mehrfachlinien. Zs. f. Phys. **13** p. 206—210 (1923).

[151] L. Dunoyer, Spectres d'induction et spectres d'étincelle. C. R. **176** p. 590—953 (1923).

[152] J. C. McLennan and D. S. Ainslie, On the fluorescence and channelled absorption spectra of caesium and other alkali metals. Proc. Roy. Soc. A **103** p. 304—314 (1923).

[153] F. H. Newman, Relative visibility of spectra when an electric discharge is passed through the vapours of alkali amalgams. Phil. Mag. (6) **45** p. 181—189 (1923).

[154] F. H. Newman, The visibility of individual spectra. Phil. Mag. (6) **45** p. 293—294 (1923).

[155] F. S. v. Wisniewski, Caesiumdubletts. Phys. Zs. **24** p. 294—295 (1923).

[156] C. E. Bleeker und J. A. Bongers, Intensitätsmessungen in Flammenspektren. Zs. f. Phys. **27** p. 195—202 (1924).

[157] H. B. Dorgelo, Die Intensität mehrfacher Spektrallinien. Zs. f. Phys. **22** p. 170—177 (1924).

[158] H. B. Dorgelo, The intensities of the components of multiple spectral lines. Diss. Utrecht (1924).

[159] E. Fues, Eine spektroskopische Bestätigung der Bohrschen Besetzungszahlen beim Caesium. Zs. f. Phys. **21** p. 265—281 (1924).

[160] A. Ll. Hughes and C. F. Hagnow, Low voltage excitation of the spectrum of caesium. Phys. Rev. (2) **24** p. 229—233 (1924).

[161] W. W. Shaver, On the extreme ultra-violet spectra of the alkali metals. Trans. Canada (3) **18** III p. 23—34 (1924).

[162] L. W. Sommer, Über das Funkenspektrum des Cäsiums. Ann. d. Phys. (4) **75** p. 164—181 (1924).

[163] R. C. Tolman, Duration of molecules in upper quantum states. Phys. Rev. (2) **23** p. 693—709 (1924); Proc. Nat. Acad. **10** p. 85—87 (1924).

[164] F. S. v. Wisniewski, Les doublets des metaux alcalins. C. R. **179** p. 1316—1317 (1924).

[165] S. Barratt, The absorption spectra of mixed metallic vapours. Proc. Roy. Soc. A **109** p. 194—197 (1925).

[166] K. Chamberlain and G. A. Lindsay, Determination of certain outer X-ray levels. Phys. Rev. (2) **25** p. 106 (1925).

[167] F. Dannmeyer, Bemerkungen zu den Arbeiten von Frl. C. E. Bleeker und J. A. Bongers ..., sowie H. B. Dorgelo ... Zs. f. Phys. **31** p. 76—80 (1925).

[168] P. D. Foote and F. L. Mohler, Photo-electric ionization of caesium vapour. Phys. Rev. (2) **26** p. 195—207 (1925).

[169] H. Jacob, Das Intensitätsverhältnis der Hauptseriendubletten der Alkalimetalle. Naturw. **13** p. 906—907 (1925).

[170] A. Leide, Experimentelle Untersuchungen über Röntgenspektra. K-Serie. Diss. Lund (1925).

[171] F. L. Mohler, Critical potentials associated with excitation of alkali spark spectra. Bur. Stand. Sc. Pap. No 205; Vol. **20** p. 167—191 (1925).

[172] Y. Nishina, On the L-absorption spectra of the elements from Sn [50] to W [74] and their relation to the atomic constitution. Phil. Mag. (6) **49** p. 521—537 (1925).

[173] F. W. Oudt, Messungen von Intensitätsverhältnissen von Dubletten von Alkalimetallen in der Hauptserie. Zs. f. Phys. **33** p. 656—657 (1925).

[174] G. Balasse et O. Goche, Le spectre de luminescence du césium produit dans la décharge sans électrodes. Bull. de Belg. (5) **12** p. 621—630 (1926).

[175] G. Balasse et O. Goche, Etude de la luminescence de la vapeur de césium dans la décharge sans électrodes. Bull. de Belg. (5) **12** p. 835—839 (1926).

[176] J. M. Cork and B. R. Stephenson, The K-emission spectra for elements tin [50] to hafnium [72]. Phys. Rev. (2) **27** p. 530—537 (1926).

[177] J. M. Cork and B. R. Stephenson, The K-series emission spectra for elements from atomic number 50 (Sn) to atomic number 83 (Bi). Phys. Rev. (2) **27** p. 103 (1926).

[178] A. Filippov, Bemerkungen zu den Intensitätsvergleichungen von Burger und Dorgelo. Zs. f. Phys. **36** p. 477—480 (1926).

[179] Chr. Füchtbauer und Herm. Meier, Über das Intensitätsverhältnis der Hauptseriendubletts von Alkalimetallen. Phys. Zs. **27** p. 853—856 (1926).

[180] R. C. Gibbs and H. E. White, Rubidium and caesium like doublets of stripped atoms. Proc. Nat. Acad. **12** p. 551—555 (1926).

[181] Hedwig Kohn und Hans Jacob, Über das Intensitätsverhältnis der Hauptseriendubletts der Alkalimetalle. Phys. Zs. **27** p. 819—825 (1926).

[182] Arvid Leide, Messungen in der K-Serie der Röntgenspektra. Zs. f. Phys. **39** p. 686—710 (1926).

[183] E. M. Little, Ionisation efficiency of ultra violet light in caesium vapour. Phys. Rev. (2) **28** p. 848 (1926).

[184] F. L. Mohler, P. D. Foote and R. L. Chenault, Photo-ionization and relative probabilities of caesium vapor. Phys. Rev. (2) **27** p. 37—50 (1926).

[185] F. L. Mohler, Photo-ionization of a gas by a discharge in the same gas. Phys. Rev. (2) **28** p. 46—56 (1926).

[186] H. F. Newman, The low voltage arc in caesium vapour. Phil. Mag. (7) **1** p. 705—711 (1926).

[187] A. L. M. Sowerby and S. Barrat, The line absorption spectra of the alkali metals. Proc. Roy. Soc. A **110** p. 190—197 (1926).

[188] G. Balasse, Décharge sans électrodes en ondes amorties et en ondes entretenues. Spectres continus du césium et du potassium. C. R. **184** p. 1002—1005 (1927).

[189] G. Balasse, Spectres d'étincelle du césium. J. de Phys. et le Rad. (6) **8** p. 311—320 (1927).

[190] A. E. Brodsky, Über die Intensität der Spektrallinien. Zs. f. Phys. **42** p. 899—904 (1927).

[191] Katherine Chamberlain and George A. Lindsay, The determination of certain outer X-ray energy levels for the elements from antimony [51] to samarium [62]. Phys. Rev. (2) **30** p. 369—377 (1927).

[192] A. Filippov und E. Gross, Über Feinstruktur im Spektrum des Cäsium. Zs. f. Phys. **42** p. 77—80 (1927).

[193] A. Filippov, Intensitätsmessungen in den Spektren des Cäsiums und Kaliums. Zs. f. Phys. **42** p. 495—498 (1927).

[194] C. F. Hagenow and A. Ll. Hughes, The intensity ratio of the blue caesium dublet. Phys. Rev. (2) **30** p. 284—287 (1927).

[195] H. Kohn und H. Jacob, Das Intensitätsverhältnis der Hauptseriendubletts der Alkalimetalle. Naturw. **15** p. 17 (1927).

[196] Edward Milton Little, Ionization efficiency of ultra-violet light in caesium vapour. Phys. Rev. (2) **30** p. 109—118 (1927); Errata Phys. Rev. (2) **30** p. 963—964 (1927).

[197] F. H. Newman, The flash arc spectrum of caesium. Phil. Mag. (7) **3** p. 843—848 (1927).

[198] G. M. Shrum, N. M. Carter, H. W. Fowler, On the 1s—md series of caesium and the other alkali metals. Phil. Mag. (7) **3** p. 27—31 (1927).

[199] D. A. Jackson, Hyperfine structure in the arc spectrum of caesium and nuclear rotation. Proc. Roy. Soc. A **121** p. 432—447 (1928).

[200] H. Jacob, Über das Intensitätsverhältnis der Hauptseriendubletts der Alkalimetalle. Ann. d. Phys. **86** p. 449—493 (1928).

[201] J. M. Mathews, The absorption spectrum of caesium. Proc. Roy. Soc. A **120** p. 650—654 (1928).

[202] F. L. Mohler, Recombination spectra of atomic ions and electrons. Phys. Rev. (2) **31** p. 187—194 (1928).

[203] F. L. Mohler and C. Boeckner, Recombination spectra of ions and electrons in caesium and helium. Bur. Stand. J. of Res. **2** p. 489—500; Res. Pap. No 46 (1928).

[204] S. Sambursky, Eine neue Gesetzmäßigkeit in den Intensitätsverhältnissen der Hauptseriendublets der Alkalien. Zs. f. Phys. **49** p. 731—739 (1928).

[205] J. M. Walter and S. Barratt, The existence of intermetallic compounds in the vapour state. The spectra of the alkali metals and of their alloys with each other. Proc. Roy. Soc. A **119** p. 257—275 (1928).

[206] A. Filippov and E. Gross, Feinstruktur der Hauptseriendublets des Cäsiums und Rubidiums. Naturw. **17** p. 121 (1929).

[207] Chr. Füchtbauer und H. W. Wolf, Messungen von Intensitätsverhältnissen in der Hauptserie des Cäsiums. Ann. d. Phys. (5) **3** p. 359—372 (1929).

[208] D. A. Jackson, A. Filippov und E. Gross, Feinstruktur der Hauptseriendubletts des Cäsiums. Naturw. **17** p. 364 (1929).

[209] D. A. Jackson, Feinstruktur der Hauptseriendubletts des Cäsiums. Naturw. **17** p. 164 (1929).

[210] E. O. Lawrence and U. Edlefsen, The ionisation by light of frequency greater than the series limit. Phys. Rev. (2) **33** p. 265 (1929).

[211] E. O. Lawrence and U. E. Edlefsen, The photoionisation of the vapours of calcium, rubidium and potassium. Phys. Rev. (2) **33** p. 1086—1087 (1929).

[212] E. O. Lawrence and U. E. Edlefsen, Photoionisation of the vapours of caesium and rubidium. Phys. Rev. (2) **34** p. 233—242 (1929).

[213] F. L. Mohler, C. Boeckner, R. Stair, and W. W. Coblentz, Photoionisation of caesium vapour. Science **69** p. 479 (1929).

[214] F. L. Mohler and C. Boeckner, Photoionisation of alkali vapours. Phys. Rev. (2) **33** p. 1087 (1929).

[215] F. L. Mohler and C. Boeckner, Ionisation of caesium vapour by line absorption. Phys. Rev. (2) **33** p. 1099—1100 (1929).

[216] J. O. Okubo and H. Hamada, On the spectra of alkali metals excited by active nitrogen. Phil. Mag. (7) **7** p. 729—736 (1929).

[217] W. Prokofjew, Über die Wahrscheinlichkeit der verbotenen s, d-Übergänge der Alkalimetalle. Zs. f. Phys. **57** p. 387—393 (1929).

[218] K. Sommermeyer, Ein neues Spektrum der Alkalihalogenide und seine Deutung. Zs. f. Phys. **56** p. 548—562 (1929).

[219] F. Waibel, Absorptionsmessungen in der Cäsiumhauptserie, Druckverbreiterung durch Eigendampfdruck. Zs. f. Ph. **53** p. 459—482 (1929).

[220] W. Weizel und M. Kulp, Über die Bandensysteme der Alkalidämpfe. Ann. d. Phys. (5) **4** p. 971—984 (1929).

[221] C. Boeckner, Resonance and quenching of the third principal series line of caesium. Bur. of Stand. J. of Res. **5** p. 13—18 (1930).

[222] C. Boeckner and F. L. Mohler, Photoionisation of caesium vapour by absorption between the series lines. Bur. of Stand. J. of Res. **5** p. 831—842 (1930).

[223] E. Fermi, Sul rapporto delle intensità nei doppietti dei metalli alcalini. N. Cim. (N. S.) **7** p. 201—207 (1930).

[224] E. Fermi, Über das Intensitätsverhältnis der Dublettkomponenten der Alkalien. Zs. f. Phys. **59** p. 680—686 (1930).

[225] E. Minkowski, Bemerkungen über den Einfluß der Selbstabsorption auf Intensitätsmessungen von Spektrallinien. Zs. f. Phys. **63** p. 188—197 (1930).

[226] R. Minkowski und W. Mühlenbruch, Die Übergangswahrscheinlichkeiten in den beiden ersten Dubletts der Hauptserie des Cäsiums. Zs. f. Phys. **63** p. 198—209 (1930).

[227] F. L. Mohler and C. Boeckner, Photoionisation of caesium by line absorption. Bur. of Stand. J. of Res. **5** No 1 p. 57—71 (1930).

[228] Wilhelm Schütz, Intensität und natürliche Breite des blauen Cäsiumdubletts. I. Zs. f. Phys. **64** p. 682—969 (1930).

[229] G. H. Visser, Notiz zur optischen Dissoziation des Caesiumjodids. Zs. f. Phys. **63** p. 402—403 (1930).

[230] F. W. Aston, Atomic weight of caesium. Nat. **127** p. 813 (1931).

[231] C. Boeckner, Probabilities of recombination into the 1^2S state of caesium. Bur. of Stand. J. of Res. **6** p. 277—285 (1931).

[232] F. W. Cooke, Ionisation of caesium vapour by light. Phys. Rev. (2) **38** p. 1351—1357 (1931).

[233] K. Freudenberg, Über Photoionisation des Caesiumdampfs durch Absorption von Linien der Hauptserie. Zs. f. Phys. **67** p. 417—432 (1931).

[234] D. A. Jackson, The nuclear moments of caesium, rubidium and indium. Nat. **127** p. 924—925 (1931).

[235] H. Kopfermann, Über die Kernmomente von Caesium u. Blei. Naturw. **19** p. 675—676 (1931).

[236] O. Laporte, G. R. Miller, R. A. Sawyer, Spark spectrum of caesium (Cs II). Phys. Rev. (2) **37** p. 845 (1931).

[237] O. Laporte and G. R. Miller, On the spectra of singly ionised rubidium and caesium. Phys. Rev. (2) **37** p. 1703 (1931).

[238] E. Ramberg, Upper atomic number limit of the satellites of the X-ray lines L_{α_1}. Phys. Rev. (2) **37** p. 457 (1931).

[239] H. D. Schmidt-Ott, Über Absorptionsspektren der Alkalihalogenide. Verh. D. Phys. Ges. (3) **12** p. 17—18 (1931).

[240] H. D. Schmidt-Ott, Über kontinuierliche Absorptionsspektren der gasförmigen Alkalihalogenide im Ultraviolett. Zs. f. Phys. **69** p. 724—734 (1931).

[241] N. G. Whitelaw and A. F. Stevenson, Intensity of forbidden transitions in the alkalies. Nat. **127** p. 817 (1931).

[242] E. F. S. Appleyard, An attempt to detect high photoelectric absorption in caesium vapour at double the series limit. Phil. Mag. (7) **13** p. 300—306 (1932).

[243] O. Laporte, G. R. Miller and R. A. Sawyer, First spark spectrum of caesium. Phys. Rev. (2) **39** p. 458—467 (1932).

Cs I. Zu den bisher bekannten Serien von Cs I ist eine „verbotene" Serie, 1S—mD, hinzugekommen. Shrum, Carter und Fowler [198] finden im gewöhnlichen Bogen die Paare: λλ 6894/48, 4425/17, und λ 3838, 3594, 3467, 3391. Im Flammenspektrum erscheinen sie nicht.

Eine Untersuchung über Absorption in Cäsiumdampf bringen Sowerby und Barrat [187]. Im Gegensatz zum Selektionsprinzip vermögen die Alkalimetalle bei Abwesenheit eines elektrischen Feldes die Kombinationslinien 1S—mD zu absorbieren. Die beiden ersten Paare der Cäsiumserie 1S—mD werden sowohl in Emission als auch in Absorption beobachtet. Die Cäsiumhauptserie untersucht auch Waibel [219] vom 5.—14. Serienglied. Bei hohem Eigendampfdruck von 10—32 mm werden die Linien genügend breit zur Ausmessung bei Aufnahmen mit Plangitter und Quarzprismenspektrograph. Innerhalb einer einzelnen Linie und innerhalb der Serie wird der Intensitätsverlauf sowie das Gesetz der Druckverbreiterung diskutiert. Bei den niedrigen Seriengliedern wird eine starke Unsymmetrie des Absorptionsverlaufs festgestellt; etwa vom 10. Glied ab verschwindet die Unsymmetrie allmählich. Die Verbreiterung der Spektrallinie scheint ungefähr der Quadratwurzel aus der Dampfdichte proportional zu sein.

Ferner hat Mathews [201] die Hauptserie $1S—mP_2$ in Absorption gemessen und ist um 1 Glied weiter gekommen, als Bevan [90]. Er benutzt ein Rowlandsches Konkavgitter von 10 Fuß; aber es scheint von geringer Qualität zu sein, denn er muß mehr als ein Drittel abdecken; dennoch sind die Linien der veröffentlichten Photographie unscharf. Es ist daher unwahrscheinlich, daß seine Schätzung der Genauigkeit auf 0.02 berechtigt ist. Vom 9. Paare an erhält er nur einfache Linien und meint, das liege daran, daß die Komponente größerer Wellenlänge zu lichtschwach gewesen sei. — Die von ihm gemessenen Linien sind:

m = 3:	3888.622	m = 9:	3288.605	m = 21:	3205.457
	76.184	m = 10:	3270.499	m = 22:	3203.478
m = 4:	3617.296	m = 11:	3256.696	m = 23:	3201.820
	11.448	m = 12:	3245.881	m = 24:	3200.411
m = 5:	3480.106	m = 13:	3237.354	m = 25:	3199.124
	76.825	m = 14:	3230.46	m = 26:	3198.014
m = 6:	3399.979	m = 15:	3224.838	m = 27:	3197.027
	97.996	m = 16:	3220.065	m = 28:	3196.046
m = 7:	3348.720	m = 17:	3216.133	m = 29:	3195.217
	47.549	m = 18:	3212.831	m = 30:	3194.455
m = 8:	3314.125	m = 19:	3209.960	m = 31:	3193.794
	13.149	m = 20:	3207.509	m = 32:	3193.172.

Mathews sieht außerdem noch „Satelliten“ zu den Gliedern der Hauptserie, die ungefähr gemessen werden: bei 4: λ 3610, bei 5: λ 3484 und λ 3475, bei 6: λ 3402, bei 7: λ 3351.

Cs II und Cs III. Die einzigen Arbeiten, welche die verschiedenen Ionisationsstufen zu trennen suchen, also auch die Linien von Cs II festzustellen, stammen von Balasse und Goche [174, 175, 188, 189]. Sie benutzten die elektrodenlose Erregung. Um ein Quarzrohr von 3 cm Durchmesser leiten sie oszillierende Entladungen mit Funkenstrecken von 20, 37, 54 mm Länge, so daß sie das Potential erheblich ändern können. Das Quarzrohr liegt in einem elektrischen Ofen, der auf die Temperaturen 155°, 190°, 215°, 240° C gebracht wird. Steigerung der Temperatur wirkt ebenso wie Abnahme der Funkenlänge. Sie finden drei Stufen: bei hoher Temperatur, kleiner Funkenstrecke ist die Farbe blau, aber das Spektrum so lichtschwach, daß sie es nicht photographieren können. Bei höherer Erregung ist die Farbe gelb, das Spektrum noch reich an Bogenlinien. Bei stärkster Erregung (niedrige Temperatur, lange Funkenstrecke) ist das Licht grün und sehr stark, am hellsten bei 170°. Dann sind nur noch sehr wenig Bogenlinien sichtbar. Bei höherer Temperatur zeigt sich in der Achse des Rohres ein kontinuierliches Band, und die Bogenlinien verdicken sich stark nach diesem Bande hin, so daß sie dadurch leicht von den Funkenlinien zu unterscheiden sind.

Unter den Funkenlinien unterscheiden sie nach ihrer Länge und ihrem Verhalten bei Änderung von Temperatur und Funkenlänge — nach dem Verfahren der Brüder Bloch — zwei Arten, also Cs II und Cs III. Die Messungen sind wenig genau; sie geben bei den Linien teils nur Zehntel, teils auch Hundertstel an, sagen bei ersteren betrage die Genauigkeit etwa 0.1 Å, bei letzterem 0.07 Å. Aber sie überschätzen ihre Genauigkeit; auch unter letzteren Linien finden sich viele, bei denen der Fehler weit über 0.1 Å geht. Die einzige Möglichkeit, das abzuschätzen, gibt die schon in Band VII erwähnte Arbeit von Sommer [162], der mit größtem Rowland-Gitter gemessen hat und Tausendstel angibt. Daß eine solche Angabe berechtigt ist, zeigt die Konstanz der Schwingungsdifferenzen bei den von Sommer gefundenen Gesetzmäßigkeiten. So kann man bei Sommer im allgemeinen die Hundertstel als sicher ansehen.—Balasse gibt 3 Listen: etwa 450 Linien, die er Cs II zuschreibt, von λ 4864 bis λ 2337; etwa 200 Linien, welche zu Cs III gerechnet werden, von λ 5048 bis λ 2333; endlich etwa 110 Linien zwischen λ 6724 und λ 2325, von welchen er nicht weiß, wozu sie gehören. In der Tab. 1 sind die Zahlen von Balasse mit denen von Sommer zusammengestellt; wo Sommer aufhört, sind die wenigen Messungen von Exner und Haschek [87] beigefügt, die ja auch auf wenige Hundertstel richtig zu sein pflegen. — Es liegt noch eine Messung des Funkenspektrums vor, von Dunoyer. Im Band VII dieses Handbuchs sind seine Zahlen nach [128] veröffentlicht; seitdem ist ein ausführlicher Bericht erschienen [144], der mehr Linien enthält. Aber seine Zahlen sollen hier nicht angeführt werden, da sie größtenteils schon in Band VII stehen, dann auch, weil sie so große Fehler aufweisen — bis zu einigen Å —, daß sie bei einem so linienreichen Spektrum bedeutungslos werden.

Bei 90—100° erhält Dunoyer eine gut sichtbare, weiß-bläuliche Lumineszenz; diese nimmt mit steigender Temperatur an Intensität zu und verändert fast plötzlich ihre Farbe, so daß die Röhre bei etwa 250° in rosa-purpurnem Licht leuchtet. Weitere Temperatursteigerung hat zunächst Schwächung und schließlich Verschwinden der

Tabelle 1. Cs II nach Balasse [189].

	Balasse [189]		Sommer [162]	
5048	87	1	—	
43	82?	4	3.800	6
4870	08?	4	0.024	0
65	18	1	—	
57	57?	2	1.583	1
39	80?	1	—	
35	03?	3	—	
30	18?	4	0.161	6
25	42?	2	—	
04	61?	2	—	
4786	5?	3	6.363	3
68	41?	2	—	
63	62?	4	3.616	5
58	92?	2	—	
57	87?	2	—	
39	63?	2	—	
37	73?	2	—	
33	06?	4	2.975	4
28	18?	2	—	
23	27?	1	3.12	0
4695	60	3	5.610	1
70	28?	4	0.280	4
56	6?	2	6.538	3
51	1?	2	—	
46	60?	4	6.508	5
08	49?	1	—	
03	85?	4	3.755	10
4594	57	1	—	
44	54	1	—	
43	71	2	—	
39	06	4	8.942	6
33	89	1	—	
34	64	2	—	
31	45	3	—	
26	82	4	6.725	7
22	36	3	—	
01	7	4	1.525	7
4496	84	2	6.758	3
57	73	2	7.680	3
44	09	3	4.004	2
35	73	3	5.708	4
24	11	3	4.046	2
05	23	3	5.253	7
4399	58	3	9.495	4
96	98	2	6.909	3
88	85	2	8.764	2

	Balasse [189]		Sommer [162]	
4384	51	4	4.428	5
73	00	3	3.018	6
68	77	2	—	
67	66	2	—	
63	24	4	3.275	9
59	02	2	—	
30	19	3	0.239	4
07	88	2	7.942	1
00	63	2	0.636	6
4292	00	2	2.008	3
88	32	4	8.350	7
84	13	2	4.229	0
82	59	2	—	
81	31	2	—	
77	06	4	7.100	9
72	87	2	—	
71	76	2	1.744	2
68	89	2	—	
64	66	4	4.675	10
60	43	1	—	
58	97	1	—	
42	05	2	1.973	2
34	41	3	4.408	5
32	24	4	2.188	6
28	05	2	—	
21	14	8	1.119	3
19	61	2	9.516	0
08	98	1	—	
4151	29	3	1.267	4
32	01	3	2.003	2
24	18	2	—	
08	20	2	8.232	0
4068	80	3	8.773	6
67	98	3	7.958	6
64	69	2	—	
63	93	3	—	
53	99	2	3.956	3
47	18	3	7.184	4
39	81	4	9.841	9
3982	06?	1	—	
78	07	4	8.000	5
74	25	3	4.239	6
69	21	1	—	
67	30	2	7.212	1
65	22	3	5.187	6
61	25	1	—	

	Balasse [188]		Sommer [162]	
3959	53	3	9.495	5
25	54?	4	5.583	6
07	00	3	6.933	4
03	02?	1	—	
00	05?	2	0.09	0
3896	96	3	6.978	7
93	09	2	—	
88	42	2	8.367	2
76	22	2	6.190	0
61	53	2	1.489	3
05	14	3	5.096	6
3785	52	3	5.424	5
34	39	3	4.337	4
32	7	2	2.539	2
24	9	2	4.750	1
3682	6	1	2.46	0
3531	35	2	1.376	0
13	87	3	4.022	2
3488	71	1	—	
31	4	1	—	
3368	50	4	8.555	1
24	5	2		
3271	52	2		
50	58	3		
19	1?	2		
01	09	2		
3173	3	1		
51	14	3		
41	46	2		
3080	8	2		
67	8?	2		
67	2?	2		
40	3	1		
20	9	2		
2997	2	2		
90	78	2		
75	13	2		
70	8	2		
68	3	2		
54	1	1		
49	8	2		
40	92	3		
31	11	4[1])		
2883	7	2		
65	12	3		
59	32	4[2])		

[1]) und [2]). Diese Linien haben auch Exner und Haschek im Funkenspektrum. Sie geben: 2931.04, 2859.39.

	Balasse [189]			Balasse [189]			Balasse [189]			Balasse [189]			Balasse [189]	
2846	12	2[1])	2761	9	2	2699	16	3	2596	14	1	2429	6	1
45	67	4	49	8	1	74	0	2	90	2	2	25	15	4[5])
41	5	2	33	9	2	66	4	1	88	5	1	15	0	2
26	8	2	31	8	2	44	7	4	76	8	1	2392	88	3[6])
20	2	2	30	0	1	41	0	2	46	1	2	79	54	2[7])
17	03?	2[2])	26	9	2	37	6	2	42	92	4	73	4	2
2793	3	2	23	95	3	27	84	3	42	1	2	66	2	1
89	77	3	21	6	2	27	9	2	2480	7	2	58	7	1
84	7	2	19	0	2	21	1	2	49	2	2	57	9	2
79	9	3	15	8	2	13	6	2	37	1	2	45	93	1
71	1?	1	04	1	2	09	43	4[4])	34	8	1	43	3	1
66	0	2	01	18	4[3])	01	1	1	32	6	3	33	42	3

Lumineszenz zur Folge, wobei noch weitere Farbänderungen erfolgen. Die Lumineszenzfarben sind scheinbar von der Temperatur, der Dampfdichte und der Intensität und Verteilung des erregenden Feldes abhängig. Bei 125° werden ungefähr 630 Linien gefunden. Sämtliche Linien des Funkenspektrums sind in beträchtlicher Intensität vorhanden, außerdem aber eine größere Anzahl sehr intensiver Linien, die im Funkenspektrum fehlen. Die Nebenserien fehlen vollständig. Die Linien der Hauptserie sind nur in sehr geringer Intensität vorhanden und fehlen wahrscheinlich auch bei niedrigeren Temperaturen vollständig. Bei 250° treten die Linien der Hauptserie stark hervor. Das bei 300° aufgenommene Absorptionsspektrum, wobei als Lichtquelle ein kondensierter Funken zwischen Aluminiumelektroden unter Wasser dient, zeigt nur die Linien der Hauptserie.

Die von Balasse benutzte Methode, um die verschiedenen Ionisationsstufen zu trennen, hat sich schon in manchen Fällen als sehr nützlich erwiesen. Aber sie ist nicht ganz zuverlässig. Das zeigt sich auch hier: Sommer hat eine ganze Anzahl von Linien als gesetzmäßig gelagert nachgewiesen, als Multipletts oder sonstwie. Vergleicht man diese Linien mit den Tabellen von Balasse, so sieht man sofort, daß es sich um Linien von Cs II handelt. Aber es sind auch einige darunter, die Balasse zu Cs III rechnet; dies muß also falsch sein. Weiter haben Laporte, Miller und Sawyer [236, 237, 243] eine Reihe Linien des Cs II gemessen und klassifiziert. Man sehe weiter unten.

Für das Zahlenmaterial von Cs III gilt das bei Cs II Gesagte. Wir bringen nur die Tabelle von Balasse, deren Genauigkeit durch die entsprechenden Zahlen von Sommer geprüft werden kann, während die Zahlen von Dunoyer ganz beiseite zu lassen sind.

Wie schon bemerkt, gibt Balasse eine dritte Tabelle für die Linien, die er nicht mit Sicherheit bei Cs II oder Cs III einordnen kann. Diese Zahlen folgen in Tab. 4.

---

[1]) bis [7]) Diese Linien haben auch Exner und Haschek im Funkenspektrum. Sie geben: 2846.0, 2816.94, 2701.21, 2609.48, 2425.20, 2392.92.

Tabelle 2. Cs II (nach Laporte, Miller und Sawyer [237, 243]).

Klassifikation	λ	Int.
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}5d)3_3-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)2_2$	6955.519	4
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}5d)2_2-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)2_2$	6536.440	3
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}5d)3_3-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)3_3$	6495.528	3
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}5d)1_1-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)1_1$	6419.541	2
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}5d)2_2-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)3_3$	6128.619	4
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)6_0-({}^2P_{1\frac{1}{2}}7s){}^3P_1$	6076.738	2
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}5d)3_3-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)5_2$	5863.701	1
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}5d)1_1-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)2_2$	5831.159	5
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}5d)2_2-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)4_1$	5814.181	3
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}5d)2_2-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)5_2$	5563.73	0
	5563.019	7
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)5_2-({}^2P_{1\frac{1}{2}}7s){}^3P_2$	5419.687	5
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6s){}^3P_1-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)1_1$	5370.979	6
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)5_2-({}^2P_{1\frac{1}{2}}7s){}^3P_1$	5306.609	3
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}5d)1_1-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)4_1$	5249.373	6
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6s){}^3P_2-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)1_1$	5227.002	8
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)4_1-({}^2P_{1\frac{1}{2}}7s){}^3P_1$	5096.604	4
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}5d)1_1-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)5_2$	5043.800	6
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)3_3-({}^2P_{1\frac{1}{2}}7s){}^3P_2$	4972.593	5
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6s){}^3P_1-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)2_2$	4952.835	6
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6s){}^3P_2-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)2_2$	4830.161	6
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)2_2-({}^2P_{1\frac{1}{2}}7s){}^3P_2$	4732.975	4
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)5_2-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6d)1_1$	4670.280	4
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)2_2-({}^2P_{1\frac{1}{2}}7s){}^3P_1$	4646.508	5
	4604.24	0
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6s){}^3P_2-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)3_3$	4603.755	10
	4603.11	0
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)5_2-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6d)2_2$	4539.40	0
	4538.942	6
	4527.19	0
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6s){}^3P_1-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)4_1$	4526.725	7
	4526.12	0
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)4_1-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6d)1_1$	4506.834	2
	4502.56	0
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}5d)1_1-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)6_0$	4501.98	0
	4501.525	7
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)5_2-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6d)3_2$	4436.06	0
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6s){}^3P_2-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)4_1$	4424.046	2
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)1_1-({}^2P_{1\frac{1}{2}}7s){}^3P_0$	4405.69	0
	4405.253	7
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)5_2-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6d)4_3$	4386.566	0
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)4_1-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6d)2_2$	4384.428	5
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6s){}^3P_1-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)5_2$	4373.43	0
	4373.018	6
	4363.69	0
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)5_2-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6d)5_3$	4363.275	9
	4362.70	0
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)1_1-({}^2P_{1\frac{1}{2}}7s){}^3P_1$	4330.239	4
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)6_0-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6d)6_1$	4300.636	6
	4288.755	1
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)4_1-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6d)3_2$	4288.350	7
	4287.80	0
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6s){}^3P_2-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)5_2$	4277.100	9
	4276.56	0
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)3_2-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6d)2_2$	4221.119	3
	4220.571	0
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)2_2-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6d)1_1$	4151.267	4
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)3_3-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6d)3_2$	4132.003	2
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)3_3-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6d)5_3$	4069.19	0
	4068.773	6
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)2_2-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6d)2_2$	4047.184	4
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)2_2-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6d)3_2$	3965.54	0
	3965.187	6
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6s){}^3P_1-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)6_0$	3959.870	0
	3959.495	5
	3925.94	0
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)2_2-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6d)4_3$	3925.583	6
	3925.12	0
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}5p)2_2-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6d)5_3$	3906.933	4
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)5_2-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6d)6_1$	3900.09	0
	3897.340	0
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)1_1-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6d)1_1$	3896.978	7
	3896.52	0
	3805.42	0
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)1_1-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6d)2_2$	3805.096	6
	3804.66	0
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)4_1-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6d)6_1$	3785.424	5
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)1_1-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6d)3_2$	3732.539	2
$({}^2P_{1\frac{1}{2}}6p)2_2-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6d)6_1$	3531.376	0
$5p^6\,{}^1S_0-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6s){}^3P_1$	926.75 (vac)	20
$5p^6\,{}^1S_0-({}^2P_{1\frac{1}{2}}5d)1_1$	901.34 „	20
$5p^6\,{}^1S_0-({}^2P_{\frac{1}{2}}5d, 6s)1_1$	813.85 „	20
$5p^6\,{}^1S_0-{}^2P_{\frac{1}{2}}5d, 6s)2_2$	808.77 „	20
$5p^6\,{}^1S_0-({}^2P_{1\frac{1}{2}}7s){}^3P_1$	668.43 „	12
$5p^6\,{}^1S_0-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6d)1_1$	657.15 „	5
$5p^6\,{}^1S_0-({}^2P_{1\frac{1}{2}}6d)6_1$	639.42 „	12
$5p^6\,{}^1S_0-({}^2P_{\frac{1}{2}}6d, 7s)1_1$	612.82 „	7

Um das Zahlenmaterial vollständig zu machen, seien auch die Zahlen angegeben, die Shaver [161] in der Schumann-Region mißt. Die Zahlen sind mit Quarzspektrograph gewonnen, er gibt als Genauigkeit 0,2 Å an (siehe Tab. 5).

Tabelle 3. Cs III nach Balasse [189].

	Balasse [189]		Sommer [162]			Balasse [189]		Sommer [162]			Balasse [189]		Sommer [162]	
4864	24	2	4.08	0	3955	96	2	5.923	4	3571	9	1	—	
4716	19	2	6.09	0	51	94	1	—		69	28	2	9.39	0
4676	30?	1	— [1])		38	25	1	8.263	1	65	10	4	5.111	4
74	89?	2	—		30	25	1	—		62	05	1	2.17	0
67	03?	1	6.887	1	29	46	1	—		59	80	2	9.798	5
65	91?	1	5.51	0	21	69	2	—		46	1	1	—	
23	16?	2	3.091	4	13	37	1	—		41	45	2	1.556	1
4599	22	3	—		10	21	1	0.305	0	33	40	3	3.364	1
72	69	2	2.611	2	04	81	2	4.806	3	24	58	1	—	
23	00	3	2.846	3	01	47	1	—		18	15	3	8.312	1
06	83	3	6.834	2d	00	82?	2	—		16	03	2	—	
4493	70	2	3.660	2	3892	23	2	2.206	2	04	85	2	—	
89	30	1	9.27	0d	64	36	2	4.367	3d	03	62	2	3.67	0
50	88	1	0.785	1	37	46	2	7.449	3	3499	2	1	—	
47	73	2	7.649	2	23	64	1	3.610	1	97	8	1	—	
25	73	2	5.708	4d	22	53	1	2.357	1	94	38	1	—	
10	26	3	0.208	4	19	61	2	—		86	08	1	—	
03	94	2	3.854	4	17	63	1	7.466	1	79	25	2	—	
4398	04	2	7.994	2	3797	96	2	7.908	2	74	6	1	—	
80	15?	1	—		51	52	2	1.402	3	72	3	1	—	
77	47	1	—		39	06	2	—		70	92	2	—	
35	39	2	5.411	1	10	78	2	0.774	2	69	81	2	—	
26	30	2	6.315	2	3699	55	4	9.475	5	65	21	2	5.20	0
12	66	2	2.778	1	80	48	2	0.454	2	63	36	3	3.435	3
06	54	2	6.477	1	61	6	3	1.391	6	57	18	2	—	
4297	40	1	7.514	2	55	73	2	5.42	0	55	48	2	—	
96	34	1	6.070	1	51	10	2	1.073	3	50	39	3	0.36	0
13	18	4	3.129	6d	44	0	1	3.77	0	43	89	2	—	
4193	25	1	3.198	2	41	40	2	1.332	4	30	4	2	—	
73	52	3	3.533	3	34	75	3	—		29	47	2	—	
63	30	3	3.243	3	30	8	1	0.710	1d	19	49	1	—	
58	57	3	8.610	4	26	05	1	—		18	16	3	8.11	0
19	29	2	9.288	1	24	56	2	4.44	0	11	44	4	1.313	3
4089	60	1	—		22	80	3	2.691	2	06	70	4	6.626	2
85	41	1	—		18	30?	3	8.161	3	01	0	1	—	
81	49	1	1.471	4	15	05?	2	4.989	2	3397	23	3	7.187	1
77	38	1	—		08	34	4	8.285	5	93	25	2	—	
43	44	3	3.422	5	05	60	2	5.535	2	89	15	3	—	
35	83	2	—		02	94	3	2.852	4	83	5	1	—	
31	10	2	—		3598	97	2	8.931	3	79	0	3	—	
14	99	2	5.058	1	97	42	4	7.430	6	75	1	1	—	
10	54	2	—		92	48	2	2.45	0	72	0	1	—	
06	52	4	6.537	6	84	2	1	—		68	52	2	8.555	1
01	68	4	1.682	4	81	3	2	—		60	18	1	—	
3993	87	2	3.863	1	73	24	2	—		58	8	2	—	

[1]) Ein ? hinter λ bedeutet, daß der Autor nicht sicher ist, ob die Linie zu Cs II oder Cs III gehört.

	Balasse [189]		Sommer [162]	
3357	71	3	7.687	1
53	88	2	—	
49	39	4	9.445	4
47	5	1	—	
44	07	4	4.004	3
40	62	4	0.574	3
31	9	1	—	
30	33	2	—	
26	6	1	—	
22	8	2	—	
20	5	1	—	
15	50	4	5.498	2
11	52	2	—	
03	72	2	—	
3299	83	2	9.86	0
96	56	1	—	
95	0	1	—	
82	1	2	—	
81	2	1	—	
78	26	2	—	
75	69	2	—	
70	2	1	—	
68	30	4	8.314	2[1]
64	3	1		
63	06	2		
62	29	3		
58	65	1		
55	35	4		
34	6	1		
47	5	2		
42	28	2		
35	71	1		
35	1	1		
34	16	3		
31	0	1		
28	8	1		
27	2	2		
23	88	1		
13	7	3		
10	4	1		
09	65	4		
07	07	2		
04	27	2		
3198	7	2		
95	5	2		
93	6	2		

	Balasse [189]	
3192	1	2
89	20	2
83	4	1
81	4	1
80	8	1
78	61	4
72	56	4
69	73	2
60	31	1
59	7	1
58	0	1
54	55	2
53	88	3
52	30	3[2]
49	36	4[3]
46	53	1
45	2	2
39	1	1
36	6	1
34	8	2
33	7	1
30	7	2
29	1	2
24	3	2
23	9	1
18	33	2
12	18	2
09	3	2
03	9	1
02	5	1
01	4	1
3097	38	4
95	77	3
94	82	2
91	6	2
88	9	2
84	4	2
78	09	3
72	7	2
69	73	2
66	62	4[4]
63	7	2
62	7	2
61	24	3
60	12	3
58	6	3

	Balasse [189]	
3056	04	3
54	56	2
54	20	2
53	5	2
50	8	3
47	8	1
47	2	1
45	9	2
42	3	2
41	0	1
39	31	2
32	41	2
31	5	2
30	35	2
29	15	2
28	25	2
23	3	1
17	0	1
15	8	2
02	88	3
01	26	4
2999	44	3
98	20	2
96	15	2
95	34	4
86	89	2
85	3	2
83	91	2
82	5	2
82	03	2
76	81	2[5]
75	65	2
72	8	2
69	0	3
65	4	2
65	0	3
62	8	2
62	4	2
56	61	1
52	9	1
51	59	2
47	85	2
44	1	2
42	81	1
42	21	3
38	5	4

	Balasse [189]	
2927	42	2
24	48	2
23	98	1
22	21	2
21	83	1
21	03	4
20	1	1
18	24	2
14	62	3
13	2	1
10	82	2
10	3	1
06	17	2
01	1	2
2899	7	2
95	32	2
94	85	2
93	81?	2
91	75	3
90	4	1
86	67	4
84	42	3
81	16	4
80	0	4
79	25	3
77	29	3
75	30	3
72	33	3
71	32	2
68	32	3
66	90	2
65	45	2
62	40	3
60	85	3
60	3	2
57	82	3
54	45	3
52	40	4
50	4	2
47	19	2
44	48	2
40	42	1
39	8	1
38	09	4
35	01	3
34	24	1

[1]) Exner und Haschek geben 3268.31.

[2]) bis [5]) Für diese Linien geben Exner und Haschek: 3152.45; 3149.39; 3066.7; 2976.90.

	Balasse [189]	
2829	48	2
24	12	2
23	03	3
19	28	2
17	98	4
15	33	2
10	82	4 [1])
2799	47	2
94	50	3
92	16	3
88	81	2
88	22	4
87	02	3
84	10	3
80	81	2
79	1	3
76	42	4
74	46	3
72	2	1
69	5	2
64	42	3
61	3	1
57	4	2
55	20	3
51	11	2
50	65	1
48	18	4
40	67	3
34	85	2
27	80	2
14	0	2
11	6	2
10	5	2
09	0	2
06	79	4
02	3	2
00	30	3 [2])

	Balasse [189]	
2691	83	3
29	48	2
89	42	2
86	64	3
81	99	3
81	34	3
78	92	4
77	01	2
74	62	2
73	22	2
71	70	2
69	74	3
68	76	3
65	44	1
58	71	2
56	82	2
56	2	1
50	7	4
49	0	1
46	20	3
42	63	4
40	27	3
35	98	2
34	17	2
19	22	2
16	27	3
14	62	2
10	11	4 [3])
05	40	4
02	72	2
02	5	1
00	36	4 [4])
2598	7	1
96	95	4 [5])
91	17	4
89	3	2
86	5	2

	Balasse [189]	
2582	5	2
75	1	1
74	59	2
73	03	4 [6])
71	41	2
68	71?	3
60	37	3
57	2	1
54	8	2
51	17	2
42	1	1
40	52	2
38	67	2
33	44	4
28	8	3
25	68	4 [7])
20	8	2
16	7	1
14	7	1
11	51	3
02	2	2
2496	9	2
95	04	4
89	5	2
85	42	4 [8])
2483	0	2
78	4	1
77	58	4 [9])
76	0	1
72	2	1
71	5	1
68	0	1
66	8	2
66	3	2
62	0	2
59	23	2
55	80	3 [10])

	Balasse [189]	
2453	2	1
51	4	1
49	3	1
39	8	2
27	65	4 [11])
26	41	3 [12])
22	9	2
21	4	2
20	1	2
14	7	2
11	9	2
06	9	2
01	7	2
00	1	1
2394	9	2
93	6	2
80	2	2
65	5	1
64	8	2
59	2	1
56	1	1
54	42	2
51	8	2
44	37	1
42	7	1
40	47	2 [13])
37	9	1

Über den Bau der Spektren Cs II und Cs III ist folgendes bekannt. Für Cs II geben Laporte, Miller und Sawyer [235] zunächst 6 eingeordnete Linien, die am Schluß der Tab. 2 angegeben sind. Ferner gibt Sommer [162] 4 enge Tripletts bis $\lambda\lambda$ 5349, 5209, 4879, 4616 (die Zahlen siehe in Band VII), von welchen die beiden ersten Glieder nach Aufspaltung und Intensität umgekehrt gelagert sind wie die beiden letzten. Ob diese Linien zu Cs II oder Cs III gehören, ist unbekannt. Sommer scheint sie zu Cs II rechnen zu wollen, wie auch die übrigen von ihm gefundenen Ge-

[1]) bis [13]). Für diese Linien geben Exner und Haschek: 2810.89; 2700.6; 2610.15; 2600.36; 2596.93; 2573.12; 2525.75; 2485.50; 2477.62; 2455.89; 2477.74; 2426.4; 2340.57.

Tabelle 4. Cs, Funkenlinien nach Balasse [189].

6724	59	1 [1])	5370	98	4 [1])	4947	94	2	3933	43	1
6646	62	2 [1])	65	51	2	4898	62	1	10	84	1
6536	42	4 [1])	58	50	2 [1])	95	22	1 [1])	3883	77	2 [1])
6495	54	4 [1])	54	62	1	90	73	1	74	32	2
19	59	2 [1])	49	07	4 [1])	84	92	1	70	24	2 [1])
6128	77	3 [1])	43	81	1	80	12	4 [1])	68	31	1
6076	77	2 [1])	06	57	2 [1])	74	92	1 [1])	66	30	1
5984	37	2 [1])	74	08	3	4616	20	4 [1])	3629	45	3
77	16	1 [1])	49	41	3 [1])	4517	76	1	3493	25	2
31	43	1	5232	21	1	10	63	1	3394	45	1
25	41	4 [1])	26	98	4 [1])	06	05	1	3267	64	2
19	71	1	21	77	1	4499	26	1 [1])	15	8	2
5886	53	1 [1])	09	50	2 [1])	77	16	1	3092	25	3
63	65	2 [1])	5096	67	2 [1])	69	12	1 [1])	2994	7	1
37	17	1	91	21	2	53	57	1	27	07	1
31	21	4 [1])	81	85	2 [1])	31	24	1	2894	30	1
25	30	1	59	91	2 [1])	00	90	2	76	77	1
14	08	3 [1])	53	18	2	4378	84	1	74	19	1
5628	46	1 [1])	52	77	2 [1])	60	99	2	65	02	3
5585	56	1 [1])	42	21	2 [1])	60	12	1	29	16	2
79	04	1 [1])	38	8	1	54	79	1	2778	3	1
62	96	4 [1])	12	99	3 [1])	39	14	1 [1])	00	70	1
57	41	2	01	62	2 [1])	20	41	1	2678	58	1
07	15	1 [1])	4981	71	1 [1])	4107	53	1	51	99	4
5419	66	4 [1])	72	61	2 [1])	4028	62	1 [1])	30	51	4
02	79	4 [1])	57	76	1	11	60	1	2325	90	2
5376	23	1	52	82	4 [1])						

setzmäßigkeiten. Er führt weiter 24 Linien an, die zwei schwache Satelliten haben (bei einigen Linien ist nur der eine gemessen), welche nach kurzen Wellenlängen um 3 cm^{-1}, nach langen um 2,2 cm^{-1} abstehen. Es sind die Linien: $\lambda\lambda$ 5925.6, 5563.0, 4603.7, 4538.9, 4526.7, 4501.5, 4405.2, 4373.0, 4363.2, 4288.3, 4277.1, 4264.0, 4221.1, 4047.1, 4039.8, 3978.0, 3965.1, 3959.4, 3925.5, 3897.0, 3805.1, 3661.3, 3597.4. Balasse hat auch alle diese Linien: die beiden ersten führt er unter denen, deren Zugehörigkeit zu Cs II oder Cs III er nicht hat entscheiden können. Die folgenden 20 Linien rechnet er ausnahmslos zu Cs II, die beiden letzten zu Cs III. Man wird also wohl kaum fehl gehen, wenn man in dieser Gruppe eine noch ungeklärte Gesetzmäßigkeit von Cs II sieht. — Ferner hat Sommer einige Multipletts. Die beiden ersten enthalten 51 Linien; davon fehlen bei Balasse 4, für 16 kann er nicht entscheiden zwischen Cs II und Cs III, 21 rechnet er zu Cs II, keine einzige zu Cs III. Man wird also auch hier wieder annehmen müssen, daß die Multipletts zu Cs II gehören.

Durch Vergleich seiner Resultate mit denen für Neon sucht Sommer tiefer in den Bau des Spektrums — nach seiner Meinung Cs II — einzudringen. Aber es gelingt ihm nicht Terme festzustellen. Man sehe dazu auch [235].

Zu der Einordnung der Linien bei Cs II und Cs III ist noch eine Arbeit zu besprechen. Mohler [171] benutzt die Methode der Anregung durch Elektronenstöße.

[1]) bedeutet, daß auch Sommer diese Linien hat. Siehe Bd. VII p. 323ff.

Tabelle 5. Cs, Funkenlinien nach Shaver [161].

2298	4	8	2182	9	4	2080	6	8	1983	7	1
91	3	4	81	9	0	77	9	7	81	5	1
86	8	9	80	2	9	76	9	7	76	8	1
85	8	9	78	0	3	75	0	0	74	5	1
83	1	3	76	4	4	74	0	0	71	6	0
80	6	6	75	1	0	72	1	1	68	1	0
74	5	10	72	1	1	69	5	2	66	7	0
68	3	10	70	0	1	66	6	2	62	3	0
62	9	0	66	6	4	64	6	1	61	4	2
59	3	5	64	3	7	61	5	2	55	3	1
58	5	5	60	5	2	60	4	1	45	1	1
56	8	1	59	5	2	59	1	6	42	3?	4
55	2	8	57	7	7	58	2	6	41	2	0
46	4	8	54	8	1	57	0	6	38	8	2
42	7	2u	53	5	1	55	8	6	37	4	1
39	2	5	51	3	1d?	53	2	2	36	0	0
35	2	2u	47	5	10u	51	9	2	35	2	8
34	0	2	42	2	10u	50	2	3	30	9	1
31	8	2u	39	9	1	48	3	2	25	0	0
29	6	6	37	7	2	46	5	2	23	4	2
28	6	1	36	5	2	42	1	2	20	0	1
27	7	1	35	2	1	37	4	2	19	3	1
26	2	1u	32	4	10	35	7	8u	15	6	3
23	1	1	28	4	8	30	6	6	14	6	4
21	3	10	26	7	0	29	5	5	10	2	0
18	3	3	17	6	1u	28	8	5	08	1	1
13	8	3	14	7	7	27	2	1	00	7	1
12	7	3	12	7	4	25	4	6	1897	7	0
10	4	4	10	9	7	23	7	3	97	1	0
06	3	10	09	8	7	21	5	6	96	8	0
02	6	1	02	4	10d?	15	6	1	89	2	6
01	4	6	00	1	1u	09	5	4	84	0	6
2199	2	5	2098	9	1	07	3?	0	77	6	1
97	8	3	96	7	1	06	3	0	73	2	2
97	0	3	95	3	1	01	5	0	61	3	0
92	0	1	94	0	2	00	1	0	59	3	2
90	4	7	92	4	7	1996	5	5	40	6	2
88	6	5	89	2	8	91	9	1	1775	5	1
86	8	2	84	5	5	90	1	1	73	2	1
86	2	2	83	6	5	85	1	1	69	5	1

Indem die Geschwindigkeit der Elektronen durch verschiedene Potentialdifferenzen geändert wird, und die gleichzeitige Intensitätsänderung der einzelnen Linien verfolgt wird, kann man vielfach die Zugehörigkeit zu den verschiedenen Ionisationsstufen ermitteln. Für Cs findet Mohler folgendes: Bei sehr geringer Stromstärke, 0.01 bis 0.05 Amp. erscheinen Funkenlinien bei einer Geschwindigkeit von 20 V. Bei 22—28 V nimmt ihre Intensität rasch zu im Vergleich zu den Bogenlinien, bleibt bis etwa 32 V unverändert. Aber zwischen 32 und 40 V und zwischen 40 und 80 V ist wieder erhebliche Verstärkung der Funkenlinien sichtbar, und im letzten Intervall tritt ein neues Spektrum auf. Mohler schließt, Cs II werde erregt etwa bei 21.5 V durch sehr schwache

Ströme, durch starke schon bei 8 V weniger. — Er gibt eine Tabelle, in welcher für 51 von den Linien Sommers bei 21, 24, 32, 40, 80 V die Intensitäten angegeben sind. Eine Anzahl der Linien treten erst bei 80 V und höherer Spannung auf. — Im allgemeinen wird die Einordnung von Balasse bestätigt.

In neuster Zeit haben Laporte, Miller und Sawyer [236, 237, 243] eine Klassifikation der Linien des Cs II-Spektrums von λ 6955 bis λ 612 gegeben, durch die die lückenhafte Einordnung von Sommer [162] erheblich ergänzt wird. In einer Hohlkathode aus Molybdän wird Cäsiummetall verdampft und das Spektrum in einer Heliumatmosphäre angeregt. Es wurde mit einem 1 m-Vakuumspektrograph aufgenommen und die Linien gegen Kohle und Heliumnormalen ausgemessen. Tab. 2 enthält die klassifizierten Linien von Cs II.

Newman [197] untersucht das Spektrum des Cäsiums im intermittierenden Bogen. Die Cäsiumlampe hat drei Elektroden, zwei bestehen aus Cäsiummetall, die dritte aus Eisen; sie dient zum Zünden des Bogens. Der Bogen brennt zwischen den Cäsiumelektroden und kann mit Hilfe eines Kommutators dauernd unterbrochen werden. Die Spannung betrug 100 V, der Druck 10^{-4} mm. Der Vorteil bei der Benutzung einer solchen Lichtquelle liegt darin, daß hauptsächlich Funkenspektren erzeugt werden. Ein großer Teil der gebrachten Linien läßt sich mit den von Balasse [189], Sommer [162] und Laporte, Miller u. Sawyer [237, 243] identifizieren.

Über die Hyperfeinstruktur liegen Untersuchungen für die drei ersten Paare der Hauptserie von Cs I vor. Zuerst haben Filippov und Gross [206] diese Linien untersucht, aber mit ungenügender Dispersion. Sie sehen die Linien zwar doppelt, halten dies aber für Selbstumkehr. Dann hat Jackson [199] eine sehr sorgfältige Prüfung vorgenommen; er findet alle Linien doppelt, die Abstände beim ersten Paar: 0.294 cm^{-1} und 0.315, beim zweiten 0.300 und 0.308, beim dritten 0.299 und 0.305 cm^{-1}. Er sucht dann auch etwas über den spin des Kerns zu ermitteln, aber da die Aufspaltung sich doppelt so groß findet, wie die Theorie sie berechnen läßt, so gelingt das nicht. — Man sehe auch noch [199, 202, 203, 204, 208, 209, 233].

Mit Funkenlinien haben sich Filippov und Groß [192] beschäftigt. Sie finden als einfach: 4786, 4502, 4436, 4363, 4288, 4265. Dies sind alles Linien von Cs II nach Balasse. Dagegen sind sehr viele Linien komplex; sie machen folgende Angaben, die sie aber selbst als unsicher bezeichnen, weil bei dem Stufengitter sich verschiedene Ordnungen übereinanderlagern: 5371 dreifach, $\Delta\nu$ 0.139, 0.097. — 5271 dreifach, $\Delta\nu$ 0.129, 0.115. — 5249 doppelt, $\Delta\nu$ 0.134. — 5227 sechsfach, $\Delta\nu$ 0.179, 0.132, 0.128, 0.088, 0.132. — 4953 vierfach, $\Delta\nu$ 0.171, 0.159, 0.147. — 4830 vierfach, $\Delta\nu$ 0.266, 0.129, 0.180. — 4604 vierfach, $\Delta\nu$ 0.189, 0.137, 0.104. — 4527 dreifach, $\Delta\nu$ 0.177, 0.083. Die Intensitäten aller Komponenten sind ungefähr gleich, außer bei 4830. Auch 5043.8, 4870.0, 4763.6, 4277 sind komplex. — Auch unter diesen sämtlichen Linien findet sich keine, die zu Cs III gerechnet wurde.

In neuster Zeit hat Kopfermann [235] aus Hyperfeinstrukturuntersuchungen an Cäsiumlinien das Kernmoment bestimmt. Mit Hilfe eines Perot-Fabry-Etalons konnten die im Sichtbaren liegenden Linien des Cs vollkommen aufgelöst werden. Besonders einfache Hyperfeinstruktur zeigen die Linien λ 5371, λ 4953, λ 4527 und λ 5274. Aus der Zahl der jeweiligen Aufspaltungen folgt, daß der Drehimpuls des Cs-

Kernes $i \geqq 2$ ist. Aus der Intervallregel ergibt sich $i = {}^7/_2$ oder ${}^9/_2$. Daraus ergibt sich für das magnetische Moment des einzelnen Protons aus der von Fermi angegebenen Beziehung für die Aufspaltung der Wert $\mu_0/10^4$.

Eine ungewöhnlich große Anzahl von Arbeiten ist durch die Frage nach dem Intensitätsverhältnis der Paare des Spektrums von Cs I hervorgerufen worden, die zuerst von Füchtbauer und Hofmann [91] behandelt war (siehe Band VII p. 314). Die Frage ist darum schwierig zu lösen, weil die Absorption der verschiedenen Linien durch den leuchtenden Dampf verschieden groß ist. Je heller man das Spektrum macht durch Steigerung der Dampfdichte oder der Dicke der emittierenden Schicht, desto mehr wird die stärker absorbierbare Linie geschwächt. Man müßte also eigentlich bei unendlich geringer Dichte oder Dicke der Schicht messen; aber wenn man mit diesen Größen heruntergeht, wird auch das Spektrum lichtschwächer und damit wachsen die Meßfehler. — Die Messungen sind in sehr verschiedener Weise ausgeführt: in Emisson, in Absorption (Füchtbauer), durch die anormale Dispersion (Roschdestwenski [147]), durch die magnetische Drehung der Polarisationsebene (Minkowski u. Mühlenbruch). Die Angaben sind auch für denselben Beobachter sehr schwankend, nur für das erste Paar der Hauptserie scheint das Verhältnis 2 sicher zu sein, für das zweite 5555/93 ist das Verhältnis 4 schon weniger sicher. Für die folgenden Paare wird es immer unsicherer. Die meisten hat Samburski [204] angegeben. Seine Zahlen lauten: 4555/93 = 5, 3876/88 = 10, 3611/17 = 15.5, 3476/80 = 25, 3398/00 = 15.8, 3147/48 = 5.7, 3313/14 = 4.5.

Es lohnt zur Zeit nicht, alle gefundenen Zahlen und die angebrachten Korrektionen im einzelnen anzuführen. Nur sei die Literatur zusammengestellt. Theoretisches sehe man bei Sommerfeld u. Heisenberg [148], Minkowski [225], Fermi [223, 224], Experimentelles bei Füchtbauer u. Bartels [142], Bartels [149], Dorgelo [150, 157, 158], Bleeker u. Bongers [156], Dannmeyer [167], Filippov [178], Oudt [173], Füchtbauer u. Meier [179], Jakob [169, 200], Kohn u. Jakob [181], Brodsky [190], Filippov [193], Hagenow u. Hughes [194], Kohn u. Jakob [195], Samburski [204], Füchtbauer u. Wolf [207], Minkowski u. Mühlenbruch [226], Schütz [228].

Über Potentiale sind nur wenige Angaben vorhanden. Als Ionisationspotential geben Mohler u. A. [113] 3.9 V, als Resonanzpotential Laporte, Miller u. Sawyer [236] 13.32 und 13.70 für λ 926.75 und 901.34, als Potential für Cs II Mohler [171] 21.5 V, Laporte u. Miller [237] 23.4 V.

Röntgenspektrum.

Mit der L-Reihe des Emissionsspektrums beschäftigen sich nur drei neue Arbeiten. Coster [143] mißt im Anschluß an die Hjalmarschen Messungen [127] eine größere Anzahl schwacher Linien, während Nishina [172] die von ersterem nicht gefundene l-Linie angibt. Ihre Werte dürften wohl im allgemeinen in der vierten Ziffer noch richtig sein, man findet sie in Tab. 6. Ramberg [238] suchte bei Cäsium vergeblich nach Satelliten der $L\alpha_1$-Linie.

Tabelle 6. Messungen mit Kristallgitter.

Wellenlängen in XE, bezogen auf Kalkspat: $d_{18^\circ} = 3029.45$. Emission. L-Reihe.
$n = \infty$

Übergänge	Bezeichnung	i	Coster [143]
L_{III} M_I	l	0	3259.6 [1])
L_{II} M_I	η	0	2983.3
L_{III} M_{IV}	α_2	1	2895.60 [2])
L_{III} M_V	α_1	10	2886.10 [2])
Funkenl.	α_3	00	2870.8
L_{II} M_{IV}	β_1	6	2677.84 [2])
L_I M_{II}	β_4	1	2660.5 [2])
L_I M_{III}	β_3	1	2622.93 [2])
L_{III} N_I	β_6	00	2587.5
L_{III} N_V	β_2	2	2506.4
Funkenl.	$\beta_2^{I,II}$	00	2483
L_{III} O_I	β_7	00	2480
L_{II} N_I	γ_5	00	2411.1
L_{II} N_{IV}	γ_1	1	2342.52 [2])
Funkenl.	γ_{10}	00	2236.9
L_I N_{II}	γ_2	0	2232.2
L_I N_{III}	γ_3	0	2227.0
L_I $O_{II \cdot III}$	γ_4	0	2169.1

In der K-Reihe machen Leide [170, 182] und Cork und Stephenson [176, 177] neue Messungen. Letztere benutzen durchgehende Strahlung, legen der Berechnung jedoch die Gitterkonstante 3029.04 XE zugrunde, während unter Berücksichtigung der Brechung hier 3029.45 XE zu nehmen wäre, um mit den anderen Messungen vergleichbare Resultate zu erhalten (Siegbahn). — Die Werte bringt Tab. 7.

Tabelle 7. Emission. K-Reihe.

Übergänge	Bezeichnung	i	Leide [170, 182]	Cork und Stephenson [176, 177]
K L_{II}	α_2	5	404.11	403.98
K L_{III}	α_1	10	399.59	399.48
K M_{II}	β_3	1	—	354.36
K M_{III}	β_1	2	—	353.62
K $N_{II \cdot III}$	β_2	1	—	345.16

Die Absorptionskanten der L-Reihe wurden von Coster [173], Lindsay [176] und Nishina [172] erneut gemessen (Tab. 8).

Für die K-Absorption liegt nur eine neue Bestimmung der Kante vor durch Leide [170, 182]. Er findet 344.07 XE.

Tabelle 8. Absorption. L-Reihe.

Kante	i	Coster [173]	Lindsay [176]	Nishina [172]
L_I	st.	—	2160.5	—
L_{II}	m.	—	2307.3	2307.5
L_{III}	schw.	2466	2467.8	2467.4

[1]) Nach Nishina [172].

[2]) Bezugslinien nach Hjalmar [127].

Schließlich erhalten Chamberlain und Lindsay [166, 191] die Energiewerte der äußeren Niveaus relativ zu der Kante bzw. dem Endniveau des betreffenden Übergangs. Wird dieses = 0 gesetzt, so lassen sich die Differenzen der Wellenlängen zwischen Linie und Kante und damit die Energiedifferenzen aus der nur ungefähr bekannten Dispersion viel genauer bestimmen, als es auf Grund der Kombinationsbeziehungen möglich ist. Sie finden so in $\frac{\nu}{R}$ für

N_{IV}	6.04
N_{V}	5.73
$O_{II,\,III}$	1.08.

Den Schluß bildet die Zusammenstellung der Energieniveauwerte nach Siegbahn. Seine Linienbezeichnungen werden durchgehend benutzt. Für die Niveaus dagegen gelten diejenigen von Bohr und Coster.

Tabelle 9. Energiewerte der Röntgenniveaus nach Siegbahn.

Röntgenniveau	K	L_I	L_{II}	L_{III}	M_I	M_{II}	M_{III}	M_{IV}	M_V
Opt. Symbol	$1\,^2S_{\frac{1}{2}}$	$2\,^2S_{\frac{1}{2}}$	$2\,^2P_{\frac{1}{2}}$	$2\,^2P_{\frac{3}{2}}$	$3\,^2S_{\frac{1}{2}}$	$3\,^2P_{\frac{1}{2}}$	$3\,^2P_{\frac{3}{2}}$	$3\,^2D_{\frac{3}{2}}$	$3\,^2D_{\frac{5}{2}}$
$\frac{\nu}{R}$	2649.8	420.3	394.8	**369.3**[1]	89.5	77.8	72.9	54.6	53.6
Röntgenniveau	N_I	N_{II}	N_{III}	N_{IV}	N_V	O_I	$O_{II,\,III}$		
Opt. Symbol	$4\,^2S_{\frac{1}{2}}$	$4\,^2P_{\frac{1}{2}}$	$4\,^2P_{\frac{3}{2}}$	$4\,^2D_{\frac{3}{2}}$	$4\,^2D_{\frac{5}{2}}$	$5\,^2S_{\frac{1}{2}}$	$5\,^2P_{\frac{1}{2},\frac{3}{2}}$		
$\frac{\nu}{R}$	17.0	12.1	11.1	5.8	5.7	1.9	0.2		

Bandenspektra.

Cs_2. Die erste Angabe über ein Bandenspektrum von Cs_2 in Absorption machen McLennan und Ainslie [152]. Sie geben an Kanten bei $\lambda\lambda$ 7778, 7749, 7706, 7659, 7585 gefunden zu haben, und bringen auch eine Photographie des Spektrums. Allein diese Photographie beweist, daß die Angabe wertlos ist. Daß man auf ihr von den Kanten nichts sieht, könnte man schlechter Reproduktion zuschreiben. Aber sie zeigt, daß in der angegebenen Gegend etwa 75 A auf 1 mm kommen, und schon dadurch wird die Messung von Kanten auf 1 A unmöglich. Die Photographie zeigt aber noch mehr: das Einzige, was man auf ihr sieht, sind Hg-Linien, die etwa 1 mm breit sind. Also haben die Autoren mit enorm breitem Spalt gearbeitet, und daß unter solchen Umständen Bandenspektra völlig verzerrt, die Kanten ausgelöscht, die Maxima verschoben werden, haben schon in älterer Zeit die Kometenaufnahmen gelehrt[2]). Wenn also im Original etwas wie Kanten zu sehen war, so können doch

---

[1]) Experimentell, die obigen Werte berechnet.

[2]) Siehe dazu Kayser, Astron. Nachr. 135. Nr. 3217 p. 1—10 und Nr. 3229 p. 222—224 (1894).

die Zahlenangaben um 50 A falsch sein. Die Autoren wollen aber sogar Zahlenbeziehungen aus ihren Angaben ableiten. — Übrigens hat niemand sonst hier Banden angegeben.

Die nächsten und einzigen Angaben über das Spektrum von Cs_2 machen Walter und Barratt [205]. Auch sie beobachten die Absorption. Sie finden 4 schmale Bänder bei λ 7100, dann ein ausgedehntes Band mit vielen Köpfen, das von λ 6265 nach Rot läuft, endlich zwei strukturlose Bänder. Die Zahlen sind:

7187	6890.7	6636.3	6489.8	6354	5224
7126	43.8	15.8	68.0	35	4718
7071	10.3	6593.5	49.3	21	
7051	6767.3	72.3	28.5	01	
	25.5	52.0	08.5	6282	
	6682.5	31.5	6389.0	65	
	59.3	10.0	71.0		

Eigentümliche Bandenspektra werden in Absorption durch Gemische von Metallen erzeugt. Barratt [165] hat für Cäsium zuerst ein solches Spektrum erhalten; wenn Dämpfe von Cäsium und Magnesium gemischt sind, werden zwei Bänder sichtbar. Das erste, mit der Mitte bei λ 5706, ist nach beiden Seiten abschattiert, das zweite bei λ 4839 nach kurzen Wellenlängen. — Dann haben Walter und Barratt auch Absorptionsbanden von Cäsium mit den übrigen Alkalien erhalten [205]. Cs + Li zeigt Banden bei λλ 6255 (4), 6217 (3), 6180 (4), 6146 (4), 6116 (3), 6084 (1), 6055 (0), 6029 (0).

Cs + Na hat Banden bei: 5732 (1), 5710 (1), 5701 (1), 5672 (5), 5642 (7), 5631 (10), 5610 (1), 5602 (10), 5591 (3), 5571 (10), 5563 (3), 5542 (10), 5521 (5), 5512 (7), 5492 (10), 5483 (3), 5473 (3), 5463 (10), 5444 (10), 5425 (10), 5406 (2), 5388 (0), 5307 (5), 5353 (5), 5338 (5). Dies Spektrum haben schon Liveing und Dewar gesehen, waren aber über den Ursprung nicht sicher (Proc. Roy. Soc. **27**, 350, 1878). — Bevan [73] hatte geglaubt, im Ultraviolett ein zu dieser Verbindung gehörendes Bandensystem zu finden; es gehört aber zu Na_2. Dagegen finden Walter u. Barratt hier ein anderes System, welches zu Na + Cs gehört. Sie messen:

4315	0	4190	4	4125	6	4061	4	3980	6
4296	0	80	6	19	6	53	2	74	4
4275	0	74	2	08	6	34	4	66	1
58	1	63	6	02	6	26	4	60	1
42	2	52	6	4098	10	15	4	52	1
24	4	47	4	87	6	06	6	45	0
08	4	36	10	79	6	3998	6	38	0
4197	1	29	4	76	6	89	6	31	6

Mit diesen beiden Bandensystemen haben sich auch Weizel und Kulp [220] beschäftigt und Kantenschemata aufgestellt. Für das gelbe System gilt:

v'' \ v'	0	1	2	3	4	5
0	5483	5463	5444	5425	5406	5388
1	5512	5492	5473	—	—	—
2	5542	5521	—	—	—	—
3	5571	—	—	—	—	—
4	5602	—	5562	—	—	—
5	5631	5610	5591	—	—	—
6	—	5642	—	—	—	—
7	—	5672	—	—	—	—
8	—	5702	—	—	—	—
9	—	5732	5730	—	—	—

Die violette Gruppe besteht jedenfalls aus 2 Systemen, von welchen aber nur eines in ein Schema eingeordnet wird, während das andere zu unsicher ist:

v'' \ v'	0	1	2	3	4	5	6	7
0	—	—	4102	—	4079	4070	4061	4053
1	—	4129	4119	4108	4098	—	—	—
2	—	4147	4136	4125	—	—	—	—
3	4174	4163	4152	—	—	—	—	—
4	4190	4180	—	—	—	—	—	—
5	4208	4197	—	—	—	—	—	—
6	4224	—	—	—	—	—	—	—
7	4242	—	—	—	—	—	—	—

K—Cs zeigt nur ein diffuses Band mit Maximum bei λ 5387.

Rb—Cs gibt ebenfalls nur ein diffuses Band mit Maximum bei λ 5640. Es ist schon von Dunoyer [94] bemerkt.

In den Dämpfen von CsJ und CsBr beobachtet Sommermeyer [218] bei höheren Dampfdrucken diffuse Banden in Absorption. Da bei den Salzen stets nur eine Serie der diffusen Banden auftritt, und da die Frequenzabstände nach Rot zu abnehmen, muß es sich um Übergänge von den verschiedenen Schwingungsniveaus des Normalzustandes zu einem Endniveau handeln. Die aus den Daten der Spektren errechneten Dissoziationsarbeiten und Werte von Grundschwingungsquanten stimmen gut mit den theoretisch berechenbaren überein und bestätigen die Klassifizierung der Alkalihalogenide als Ionenmoleküle.

Im Ultravioletten beobachtet Schmidt-Ott [239, 240] einige kontinuierliche Absorptionsspektra von CsJ, CsBr und CsCl. Es wird nachgewiesen, daß die Cs-Halogenidmoleküle im Gaszustand durch Lichtabsorption in einem Elementarakt in Atome verschiedener Anregung dissoziieren können. Aus der besonderen Art des Elektronenübergangs, sowie aus der relativen Lage der beobachteten Dissoziationsmaxima wird geschlossen, daß als Dissoziationsprodukte die Cs-Atome in P, D oder S-Zuständen und die Halogenatome in einem der Dublettzustände des Grundniveaus sich vorfinden. Die Zuordnung der Maxima ist im Einklang mit Fluoreszenzbeobachtungen.

Okubo u. Hamada [216] finden, daß Cs-Dampf mit aktivem Stickstoff purpurn oder gelblich-purpurn leuchten könne.

Über Fluoreszenz des Dampfes findet sich eine Angabe von McLennan und Ainslie [152] in derselben Arbeit, die oben als ungeeignet für Untersuchung von Banden bezeichnet wurde.

Visser [229] findet bei Anregung mit Licht zwischen λ 2600 bis λ 2100 in Fluoreszenz das rote Dublett des Cäsiums (λ 8521), während bei Bestrahlung von Cäsiumjodid mit Licht $\lambda < 2100$ das blaue Cäsiumdublett (λ 4593, 4555) erhalten worden war. Während das Auftreten des blauen Dubletts eine optische Dissoziation des CsJ in normales Jod und Cäsium im 3P-Zustand nachweist, zeigt das Auftreten der roten Linien die optische Dissoziation in J + Cs im 2P-Zustand.

Die Dublettaufspaltungen der Termfolgen mp und md des Cäsiumspektrums versucht Wisniewski [155, 164] als Funktion der Laufzahl m durch eine empirische Formel darzustellen.

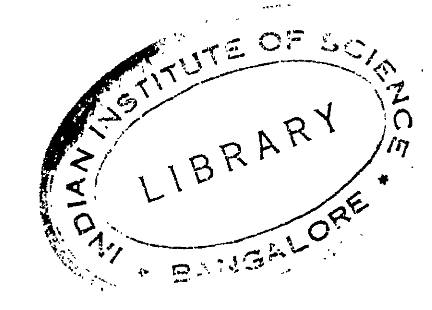
Das Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten der verbotenen Linien 1S—3D zu denen der ersten Glieder der Hauptserie bestimmt Prokofjew [217] durch Untersuchung der anomalen Dispersion. Die erhaltenen Werte liegen zwischen 10^{-5} und 10^{-6}. Beim Cäsium ist die Übergangswahrscheinlichkeit für 1S—4D nahezu gleich der von 1S—3D. Das Intensitätsverhältnis der Komponenten des 1S—3D-Dubletts wird zu 1.4 bestimmt; der errechnete Wert beträgt 1.5. Whitelaw u. Stevenson [241] können die Resultate von Prokofjew bestätigen. In Übereinstimmung mit der Theorie finden sie für das Intensitätsverhältnis 1S—3D:1S—2P 1 bis 2×10^{-6}.

Eine spektroskopische Bestätigung der Bohrschen Besetzungszahlen beim Cäsium führt Fues [159] durch. Berechnet man mit Benutzung der den Bahnen nach Bohr zukommenden Quantenzahlen ein Zentralfeld, in welchen den Quantenbahnen die Energiestufen des Cäsiumspektrums zukommen, so ergeben sich hieraus Bahnabmessungen sowie die mit dem Kernabstand wachsende Abschirmung der Kernladung durch Rumpfelektronen.

Die mittlere Lebensdauer der Moleküle in höheren Quantenzuständen berechnet Tolman [163] für Cäsium zu 10^{-7}, indem er aus der absorbierten Lichtmenge auf die pro Sekunde stattfindenden Anregungsvorgänge schließt.

Abgeschlossen 1. 5. 32.





Kupfer (Cu = 63.57, Z = 29).

Isotopen: 63, 65.

Literatur.

[210] E. H. Kurth, Soft X-rays of characteristic type. Phys. Rev. (2) **18** p. 99—100 (1921).

[211] E. H. Kurth, The extension of the X-ray spectrum to the ultraviolet. Phys. Rev. **18** p. 461—476 (1921).

[212] A. Campetti e A. Corsi, Sugli spettri di scintilla mediante la fiamma. N. Cim. (6) **24** p. 117—127 (1922).

[213] A. Dauvillier, Analyse de la structure électronique des éléments. J. de phys. et le Rad. (6) **3** p. 221—251 (1922).

[214] A. Dauvillier, Nouvelles recherches sur les spectres de rayons Röntgen. Bull. Soc. Franc. p. 115 (1922); J. de Phys. et le Rad. **3** No 6 (1922).

[215] V. Dolejšek, Sur les lignes Kα des éléments légers. C. R. **174** p. 441—443 (1922).

[216] Walter Gerlach, Das K-Dublett, nebst einer Neubestimmung der Gitterkonstanten einiger Kristalle. Phys. Zs. **23** p. 114—120 (1922).

[217] F. L. Mohler and P. D. Foote, X-ray limits beyond the range of spectroscopic measurements. Phys. Rev. (2) **20** p. 82—83 (1922).

[218] E. Back, Zur Kenntnis des Zeemaneffektes. Ann. d. Phys. (4) **70** p. 333—372 (1923).

[219] N. Bohr, Emissionsspektren und Atombau. Ann. d. Phys. (4) **71** p. 228—288 (1923). Siehe p. 268.

[220] Ernst Bengtsson, Die Kombinationsbeziehungen bei den Bandenspektren der Cu-Flamme. Zs. f. Phys. **20** p. 229—236 (1923).

[221] R. Frerichs, Untersuchungen über das Bandenspektrum des Kupfers. Zs. f. Phys. **20** p. 170—187 (1923).

[222] W. Grotrian, Die Absorptionsspektren einiger Metalldämpfe. Zs. f. Phys. **18** p. 169—182 (1923).

[223] Fr. Horton, U. Andrews and A. C. Davies, The excitation of characteristic X-rays from certain metals. Phil. Mag. (6) **46** p. 721—741 (1923).

[224] J. Kettmann, Über die Intensität von Röntgenspektrallinien bei hohen Spannungen. Zs. f. Phys. **18** p. 359—371 (1923).

[225] M. Kimura and G. Nakamura, The broadening of spectral lines caused by increased current density and their Stark effects. Jap. J. of Phys. **2** p. 61—75 (1923).

[226] R. Mecke, Neuere Beiträge zur Kenntnis der Bandenspektra. Naturw. **11** p. 637 (1923).

[227] Sisir Kumar Mitra, Détermination des étalons spectroscopiques dans la région des petites longueurs d'onde. Thèse, faculté de Paris 1923; Ann. de Phys. **19** p. 315—339 (1923).

[228] H. Nagaoka and Y. Sugiura, Spectroscopic evidence of isotopy. Japan. J. of Phys. **2** p. 167—278 (1923).

[229] T. Royds, The effect on wave length in arc spectra of various substances into the arc. Kodaik. Bull. **73** p. 53—61 (1923).

[230] A. G. Shenstone, Ionisation potentials of oxygen and silver. Nat. **112** p. 100 (1923).

[231] M. Siegbahn und A. Žáček, Über die relative Intensität der K-Linien in Röntgenspektren. Ann. d. Phys. (4) **71** p. 187—198 (1923).

[232] Emory Carl Unnewehr, An experimental investigation on the energy of the characteristic K-radiation from certain metals. Phys. Rev. (2) **22** p. 525—538 (1923).

[233] Xavier Waché, Recherches quantitatives sur le spectre d'étincelle ultraviolet du cuivre dans l'aluminium. C. R. **177** p. 39—41 (1923).

[234] K. K. Darrow, Excitation potentials for characteristic X-rays of Al, Fe, Ni, Cu, Zn. J. Opt. Soc. Amer. **8** p. 645—646 (1924).

[235] E. O. Hulburt, The absorption lines in the spectrum of the metallic spark in water. Phys. Rev. (2) **24** p. 129—133 (1924).

[236] M. Kimura and G. Nakamura, Cathode spectra of metals and their salts. Japan. J. of Phys. **3** p. 29—41 (1924).

[237] M. Kimura and G. Nakamura, A classification of enhanced lines of various elements. Japan. J. of Phys. **3** p. 197—215 (1924).

[238] A. Landé, Die absoluten Intervalle der optischen Dubletts und Tripletts. Zs. f. Phys. **25** p. 46—57 (1924).

[239] K. Lang, Messung von Röntgennormalen. Ann. d. Phys. (4) **75** p. 489—512 (1924).

[240] H. Lowery, Pole lines in the interrupted arc spectra of silver, gold and copper. Phil. Mag. (6) **48** p. 1122—1131 (1924).

[241] R. A. Millikan and J. S. Bowen, Extreme ultra-violet spectra. Phys. Rev. (2) **23** p. 1—34 (1924).

[242] R. S. Mulliken, The exitation of the spectra of the copper halides by active nitrogen, and the application of the isotope effect to the interpretation of band spectra. Phys. Rev. (2) **23** p. 767 (1924).

[243] R. S. Mulliken, The isotope effect as a mean of identifying the emitters of band spectra: application to the bands of the metal hydrides. Nat. **113** p. 489 (1924).

[244] H. Nagaoka and Y. Sugiura, Distribution of electric field in metal arcs of silver ... Japan. J. of Phys. **3** p. 47—73 (1924).

[245] St. Procopiu, Sur les spectres de l'arc entre métaux dans différents milieux et dans le vide. Ann. de Phys. (10) **1** p. 89—133 (1924); C. R. **176** p. 385—388 (1923).

[246] A. G. Shenstone, Low voltage arc spectra of copper. Nat. **114** p. 934 (1924).

[247] M. Siegbahn and B. B. Ray, On the irregularity of the $K\alpha$ doublets in the elements of lower atomic number. The spark lines of copper. Ark. f. Mat. Astron. och Fysik **18**, No 19 (1924).

[248] M. Siegbahn und R. Thoraeus, Eine Erweiterung des Röntgenspektroskopischen Gebietes. Ark. für Math. Astron. och Fysik. **18** 6 pp. (1924).

[249] F. Simeon and E. S. Dreblow, Spectrum observations on the copper arc. Nat. **114** p. 751 (1924).

[250] L. A. Turner, Quantum defect and atomic number. Phil. Mag. (6) **48** p. 384—395 (1924).

[251] Samuel K. Allison and Alice H. Armstrong, Experiments on the relative intensities of some X-ray lines in the L-spectrum of tungsten and the K-spectrum of copper. Phys. Rev. (2) **26** p. 714—723 (1925); Proc. Nat. Acad. Amer. **11** p. 563—566 (1925).

[252] Herbert Bell, The CuH molecule and its band spectrum. Phil. Mag. (6) **49** p. 23—32 (1925).

[253] L. et E. Bloch, Nouvelles recherches sur quelques spectres d'étincelle dans la région de Schumann. J. de Phys. et le Rad. (6) **6** p. 105—120, 154—165 (1925).

[254] M. C. W. Buffam and H. J. C. Ireton, The under-water spark of a number of elements. Trans. Canada (3) **19** III p. 113—118 (1925).

[255] C. T. Chu, Soft X-rays from metals. Phys. Rev. (2) **25** p. 883 (1925).

[256] D. R. Hartree, Doublet and triplet separations in optical spectra as evidence whether orbits penetrate into the core. Proc. Cambridge Phil. Soc. **22** p. 904—918 (1925).

[257] J. Holtsmark und B. Trumpy, Über die Verbreiterung von Spektrallinien. Zs. f. Phys. **31** p. 803—812 (1925).

[258] F. Hund, Zur Deutung verwickelter Spektren, insbesondere der Elemente Scandium bis Nickel. Zs. f. Phys. **33** p. 345—371 (1925).

[259] A. S. King, Spectroscopic phenomena of the high current arc. Astroph. J. **62** p. 238—264 (1925).

[260] A. Leide, Experimentelle Untersuchungen über Röntgenspektra. K-Serie. Diss. Lund. 1925. Zs. f. Phys. **39** p. 686—710 (1925).

[261] A. Leide, Recherches sur la série K des raxons X. C. R. **180** p. 1203—1204 (1925).

[262] J. C. McLennan and A. B. McLay, On the series spectrum of gold. Proc. Roy. Soc. A. **108** p. 571—582 (1925).

[263] J. C. McLennan and A. B. McLay, Absorption spectra of various elements in the ultraviolet. Trans. Canada (3) **19** III p. 89—111 (1925).

[264] H. Lowery, The broadening of lines in arc spectra and the Stark effect. Phil. Mag. (6) **49** p. 1176—1183 (1925).

[265] R. S. Mulliken, The isotope effect in band spectra. III. The spectrum of copper jodide as excited by active nitrogen. Phys. Rev. (2) **26** p. 1—32 (1925); Phys. Rev. (2) **25** p. 119—138 (1925).

[266] A. E. Ruark and Roy L. Chenault, Fine structure of spectrum lines. Phil. Mag. (6) **50** p. 938—956 (1925); ib. (7) **1** p. 937—956 (1925).

[267] H. N: Russel, A list of ultimate and penultimate lines of astrophysical interest. Astroph J. **61** p. 223—283 (1925).

[268] G. Shenstone, The arc spectra of silver and copper. Phil. Mag. (6) **49** p. 951—962 (1925).

[269] A. G. Shenstone, Analysis of the arc spectrum of copper. Nat. **116** p. 467 (1925).

[270] Sinclair Smith, A study of electrically exploded wires. Astrophys. J. **61** p. 186—203 (1925).

[271] Hildegard Stücklen, Das Linien- und Bandenabsorptionsspektrum des Kupfers und seine Feinstruktur. Zs. f. Phys. **34** p. 562—585 (1925).

[272] J. Sugiura, On the doublets and triplets in the spectra of different elements. Scient. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. **3** p. 1—32 No 28 (1925).

[273] Ch. H. Thomas, Soft X-rays from iron, cobalt, nickel and copper. Phys. Rev. (2) **26** p. 739—748, **25** p. 833 (1925).

[274] A. P. Weber, Über die Brauchbarkeit der Seemannschen Schneidenmethode zu Messungen von Röntgennormalen. Zs. f. wiss. Phot. **23** p. 149—183 (1925).

[275] R. V. Zumstein, The absorption spectra of copper, silver and gold vapors in the ultraviolet. Phys. Rev. (2) **25** p. 523—526 (1925).

[276] U. Andrews, A. C. Davies and F. Horton, The soft X-ray absorption limits of certain elements. Proc. Roy. Soc. **110** p. 64—91 (1926).

[277] C. S. Beals, Quartet terms in the arc spectrum of copper. Proc. Roy. Soc. **A 111** p. 168—181 (1926).

[278] C. G. Bedreag, Sur le spectre d'arc du cuivre. C. R. **182** p. 1209—1211 (1926).

[279] C. G. Bedreag, Sur la structure complexe du spectre de cuivre. C. R. **182** p. 1331—1333 (1926).

[280] K. T. Compton and C. H. Thomas, Soft X-rays: Improvements in technique and new results for C, Cu and W. Phys. Rev. (2) **28** p. 601—612 (1926).

[281] A. Dauvillier, Spectrographie des rayons X de grande longueur d'onde. C. R. **183** p. 529—530 (1926).

[282] A. C. Davies and F. Horton, Critical potentials and X-ray term values. Phil. Mag. (7) **2** p. 1253—1263 (1926).

[283] R. Déchène, Étude des spectres de fils explodés. J. de Phys. et le Rad. (6) **7** p. 59—64 (1926).

[284] E. Eisenschitz und A. Reis, Über die Zuordnung von Bandenspektren zu chemischen Stoffen auf Grund von Flammenversuchen. Zs. f. Phys. **36** p. 414—425 (1926).

[285] W. M. Hicks, The analysis of the copper spectrum. Phil. Mag. (7) **2** p. 194—236 (1926).

[286] Takeo Hori, On the explosion spectra of Hg, Cu and Fe. Mem. Coll. Sci. Kyoto Univ. A **9** p. 379—403 (1926).

[287] T. Hori, On the absorption spectra produced by the explosion of various elements. Sc. Pap. Inst. phys. chem. res. **4** p. 59—78 (1926).

[288] E. Hulthén and K. V. Zumstein, The absorption spectra of some hydride compounds in the ultra-violet. Phys. Rev. (2) **28** p. 13—24 (1926).

[289] Pratap K. Kichlu, Über das Bogenspektrum des Kupfers. Zs. f. Phys. **39** p. 572—587; Proc. Ind. Ass. for the Cultiv. of Science **9** p. 187—192 (1925).

[290] O. Laporte, Über die Grundterme der Spektren der ersten und zweiten großen Periode. Zs. f. Phys. **39** p. 123—129 (1926).

[291] Arvid Leide, Recherches sur la série K des rayons X. C. R. **180** p. 1203—1204 (1926).

[292] Arvid Leide, Messungen in der K-Serie der Röntgenspektra. Zs. f. Phys. **39** p. 686—710 (1926).

[293] R. S. Mulliken, Electronic states and band spectrum structure in diatomic molecules. I. Statement of postulates. Interpretation of CuH, CH and CO band types. Phys. Rev. (2) **28** p. 481—506 (1926).

[294] R. L. Petry, Secondary electron emission from tungsten, copper and gold. Phys. Rev. (2) **28** p. 362 (1926).

[295] R. Ritschl, Die Bandenspektren der Kupferhalogenide in Absorption. Naturwiss. **14** p. 1035 (1926).

[296] J. Schrör, Beitrag zur Messung von Röntgennormalen. Ann. d. Phys. (4) **80** p. 297—304 (1926).

[297] Hermann Schüler, Über eine neue Lichtquelle und ihre Anwendungsmöglichkeiten. Zs. f. Phys. **35** p. 323—337 (1926).

[298] A. G. Shenstone, The arc spectrum of copper. Phys. Rev. (2) **28** p. 449—474 (1926); (2) **27** p. 511—512 (1926).

[299] A. G. Shenstone, Quartet and doublet terms in the copper spectrum. Science **63** p. 641—642 (1926).

[300] F. Simeon and E. S. Dreblow, The principal series of the copper arc spectrum. Nat. **117** p. 17 (1926).

[301] L. A. Sommer, Über den Zeemaneffekt und die Struktur des Bogenspektrums von Kupfer. Zs. f. Phys. **39** p. 710—750 (1926).

[302] H. Stumpen, Über die Intensität von Röntgenspektrallinien in Abhängigkeit von der Erregungsspannung. Zs. f. Phys. **36** p. 1—17 (1926).

[303] Robert Thoraeus, The X-ray spectra of the lower elements. Phil. Mag. (7) **1** p. 312—321 and **2** p. 1007—1018 (1926).

[304] J. Thibaud, Determination en valeur absolue des longueurs d'onde de rayons X au moyen d'un réseau par réflexion tracé sur verre. C. R. **182** p. 55—57 (1926).

[305] G. Wolfsohn, Über das Bogenspektrum des Kupfers bei vermindertem Druck. Ann. d. Phys. (4) **80** p. 415—435 (1926).

[306] E. Zschimmer, C. M. Grisar und G. Meess, Signalgrün und die Absorption des Kupferoxyds in verschieden zusammengesetzten Gläsern. Zs. f. techn. Phys. **7** p. 290—300 (1926).

[307] R. V. Zumstein, The absorption spectra of tellurium, bismuth, chromium and copper in the visible and ultraviolet. Phys. Rev. (2) **27** p. 562—567 (1926).

[308] A. Dauvillier, La spectrographie des rayons X de grande longueur d'onde. Séries N et O, et jonction avec l'ultraviolet extrême. J. de phys. et le Rad. (6) **8** p. 1—12 (1927).

[309] O. S. Duffendack and J. G. Black, Energy level studies on metallic vapors using a high temperature tungsten furnace. Phys. Rev. (2) **29** p. 358 (1927).

[310] W. Ehrenberg und G. v. Susich, Über die natürliche Breite der Röntgenemissionslinien. II. Zs. f. Phys. **42** p. 823—831 (1927).

[311] Yoshio Fujioka und Sunao Nakamura, Stark effect for the spectra of silver, copper and gold. Sc. Pap. Inst. phys. chem. res. **7** p. 263—276 (1927). ; Astroph. J. **65** p. 201—213 (1927).

[312] M. Fukuda, Reversed spectra of metals produced by explosion under increased pressure. Sc. Pap. Inst. phys. chem. res. **6** p. 1—47 (1927).

[313] R. Hamer and S. Singh, Critical potentials of copper. Phys. Rev. (2) **29** p. 901—902 (1927).

[314] W. M. Hicks, The analysis of the copper spectrum. II. Complex separation and quartet relation. Phil. Mag. (7) **4** p. 1161—1227 (1927).

[315] Franklin L. Hunt, X-rays of long wave-length from a ruled grating. Phys. Rev. (2) **30** p. 227—231 (1927); Phys. Rev. (2) **29** p. 919 (1927).

[316] P. K. Kiehlu, Arc spectrum of copper. Ind. J. of Phys. **1** p. 401—412 (1927).

[317] O. Laporte, Screening constants from optical data. Phys. Rev. (2) **29** p. 650—654 (1927).

[318] Hantaro Nagaoka, Daizo Nukiyama, Tetsugoro Futagami, Instantaneous spectrograms of copper, silver and gold. Proc. Imp. Acad. Tokyo, **3** p. 319—323 (1927).

[319] D. Nasledow und P. Scharawsky, Zur Frage nach der Abhängigkeit der Intensität der Röntgenspektrallinien von der Spannung. Zs. f. Phys. **43** p. 431—441 (1927).

[320] T. H. Osgood, X-ray spectra of long wave-length. Phys. Rev. (2) **30** p. 567—573 (1927).

[321] R. Ritschl, Über den Bau einer Klasse von Absorptionsspektren. Zs. f. Phys. **42** p. 172—210 (1927).

[322] H. N. Russell, Related lines in the spectra of the elements of the iron group. Astroph. J. **66** p. 184—216 (1927).

[323] H. N. Russell, Series and ionization potentials of the elements of the iron group. Astroph. J. **66** p. 233—255 (1927).

[324] N. Seljakom, A. Krasnikow, T. Stellezky, Die Struktur der Linien Kα der Elemente Cu bis Ca. Zs. f. Phys. **45** p. 548—556 (1927).

[325] A. G. Shenstone, Spark spectrum of copper. Phys. Rev. (2) **29** p. 380—390 (1927).

[326] A. Smakula, Einige Absorptionsspektra von Alkalihalogenidphosphoren mit Silber und Kupfer als wirksamen Metallen. Zs. f. Phys. **45** p. 1—12 (1927).

[327] G. v. Susich, Über die natürliche Breite der Röntgenemissionslinien. Die Struktur von Borsäure. Auszug a. d. Diss. d. Techn. Hochschule Berlin (1927) 4 S.

[328] J. Thibaud, Spectrographe à réseau dans le vide pour l'ultraviolet de Millikan et les rayons X. J. de Phys. et Rad. (6) **8** p. 13—24 (1927).

[329] J. H. van der Tunk, Über die Röntgen-L-Spektra der leichteren Elemente. Zs. f. Phys. **41** p. 326—331 (1927).

[330] B. Davies and H. Purks, Note on the effect of chemical combination on the structure of the K absorption limit. Phys. Rev. (2) **32** p. 336—338 (1928).

[331] K. Frerichs, Stoß zweiter Art, Anregung und Wiedervereinigung in der Glimmentladung. Ann. d. Phys. (4) **85** p. 362—380 (1928).

[332] E. Hund, Über Zuordnungsfragen, insbesondere über die Zuordnung von Multiplettermen zu Seriengrenzen. Zs. f. Phys. **52** p. 601—609 (1928).

[333] S. Kalandyk, L. Kozlowski und T. Tucholski, Die Metallspektren in Explosionsgasgemischen. Sprawozdania i Prace Polskiego Towarzystiva Fizycnego **3** p. 241—255 (1928).

[334] C. C. Kiess, Interferometer measurements of wave-lengths in the vacuum arc spectra of titanium and other elements. J. Bur. Stand. **1** p. 77—90 (1928).

[335] V. Kondratjew, Über den Mechanismus einiger Leuchtreaktionen. Zs. f. Phys. **48** p. 310—322 (1928).

[336] R. J. Lang, The lowest terms in the spark spectra of nickel and copper (Ni II and Cu II). Phys. Rev. (2) **31** p. 773—775 (1928).

[337] A. C. Menzies, Shifts and reversals in tube-spectra. Proc. Roy. Soc. A. **117** p. 88—100 (1928).

[338] A. C. Menzies, The spark spectrum of copper. Proc. Roy. Soc. A **119** p. 249—256 (1928).

[339] H. Nagaoka and T. Futagami, Time lag in the emission of spectral lines excited in vacuum. Proc. Imp. Acad. **4** p. 361—363 (1928).

[341] H. Purks, Fine structure in the K-series of copper and nickel and the width of spectral lines. Phys. Rev. (2) **31** p. 931—939, 1118—1119 (1928).

[342] O. W. Richardson and F. C. Chalklin, The soft X-ray levels of iron, cobalt, nickel and copper. Proc. Roy. Soc. A **121** p. 215—236 (1928).

[343] A. P. R. Wadlund, Absolute X-ray wave-length measurements. Proc. Nat. Acad. **14** p. 588—591 (1928); Phys. Rev.(2) **32** p. 841—849 (1928).

[344] H. S. Waklin, The critical potentials in metallic vapours. I. Copper. Phys. Rev. (2) **32** p. 277—283 (1928).

[345] Miss Warga, Magnesium triplets in arc and solar spectra. Publ. Allegheny Observ. **6** p. 151—157 (1928).

[346] Ivor Backhurst, The absorption of X-rays from 0.63 to 2 A.U. Phil. Mag (7) **7** p. 153—173 (1929).

[347] J. A. Bearden, Wave-length of the K-lines of copper using ruled gratings. Proc. Nat. Acad. **15** p. 528—533 (1929); Phys. Rev. (2) **33** p. 1088 (1929).

[348] E. Bengtsson and E. Hulthén, Band spectra and electronic states of some metal hydrides. Trans. Farad. Soc. **25** p. 751—757 (1929).

[349] A. H. Compton, A new wave-length standard for X-rays. J. Franklin Inst. **208** p. 615—616 (1929).

[350] D. Coster and M. Wolf, The fine structure of X-ray absorption edges. Nature **124** p. 652—653 (1929).

[351] V. Dolejšek und K. Pestrecov, Über die Feinstruktur des K-Niveauverlaufs. Zs. f. Phys. **58** p. 566—573 (1929).

[352] V. Dolejšek et K. Pestrecov, Sur l'allure des valeurs des discontinuités d'absorption K des corps simples. C. R. **188** p. 164—166 (1929).

[353] V. Dolejšek et D. Engelmannová, Sur les doublets d'étincelle dans la série K. C. R. **188** p. 318—320 (1929).

[354] O. S. Duffendack and J. G. Black, Studies on the spectra of Cu I, Cu II and Mn II by means of a vacuum tungsten furnace. Phys. Rev. (2) **34** p. 35—43 (1929).

[355] B. Edlén and A. Ericson, Vacuum spark spectra in the extreme ultra-violet down to 100 Å. Nature **124** p. 688—689 (1929).

[356] H. Fesefeld und Z. Gyulai, Zur Lichtabsorption in Silber- und Kupferhalogenidkristallen. Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, Math. Phys. Klasse p. 226—230 (1929).

[357] R. C. Gibbs and A. M. Vieweg, Some multiplets in the spectrum of doubly ionized copper, Cu III. Phys. Rev. (2) **33** p. 1092 (1929).

[358] A. Hollaender und J. W. Williams, The molecular scattering of light from solides: crystalline sulfates and their water solutions. Phys. Rev. (2) **34** p. 994—996 (1929).

[359] C. E. Howl, Wave lengths measurements of L-lines (Zn to Ca). Phys. Rev. (2) **33** p. 1088 (1929).

[360] G. Kellström, Wellenlängenbestimmungen in der L-Reihe der Elemente 29 Cu bis 20 Ca mit Plangitterspektrograph. Zs. f. Phys. **58** p. 511—518 (1929); Fysisk Tidskr. **27** p. 145—148 (1929).

[361] G. Kruger, An extension of the spark spectrum of copper Cu II. Phys. Rev. (2) **34** p. 1122—1131 (1929).

[362] H. Lundegårth, Investigations on quantitative spectral analysis. I. Determination of potassium, magnesium and copper in flame spectra. Ark. f. Kemi Min. och Geol. (A) **10** 26 S. (1929).

[363] J. E. Mack, The vector coupling in the nickel-, palladium-, and platinum-like spectra. Phys. Rev. (2) **34** p. 17—34 (1929).

[364] H. Th. Meyer, Über die Intensität der K-Linien des Röntgen-Spektrums in Abhängigkeit von der Ordnungszahl. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz. **7** p. 108—162 (1929).

[365] S. K. Mukherjee und R. N. Sen Gupta, The Raman spectra of sulphuric acid and the sulphates. Ind. J. of Phys. **3** p. 503—505 (1929).

[366] W. B. Nottingham, Probe and radiation measurements in the copper arc. J. Franklin Inst. **207** p. 299—314 (1929).

[367] E. W. H. Selwyn, Arc spectra in the region λ 1600—2100. Proc. Phys. Soc. London **41** p. 392—403 (1929).

[368] M. Siegbahn, On the methods of precision measurements of X-ray wave-lengths. Ark. f. Mat., Astro. och Fysik **21** A No 21 (1929).

[369] A. G. Shenstone, An unusual spectrum series. Phys. Rev. (2) **34** p. 1623 (1929).

[370] H. Beuthe, Über neue schwache Linien in der K-Serie der Elemente V bis Y. Zs. f. Phys. **60** p. 603—616 (1930).

[371] Keivin Burns and Francis M. Walters jr., Wave-lengths in the spectra of the vacuum copper arc. Publ. Allegheny Obs. **8** p. 27—35 (1930); ib. p. 37—38 (1930).

[372] F. C. Chalklin, Some series in the extreme ultraviolet spark spectra of copper. Phil. Mag. (7) **10** p. 711—721 (1930).

[373] W. Gerlach, Ramanspektra von kristallisierten und gelösten Nitratsalzen. Ann. d. Phys. (5) **5** p. 196—204 (1930).

[374] J. B. Green, Incomplete Paschen-Back effect. Phys. Rev. (2) **36** p. 157—160 (1930).

[375] C. E. Howe, L-series spectra of the elements from calcium to zinc. Phys. Rev. (2) **35** p. 717—725 (1930).

[376] A. Karlsson, Die Gitterkonstante hochmolekularer gesättigter Fettsäuren nebst den Röntgenspektren innerhalb der K- und L-Reihen bei einigen niedrigeren Elementen. Ark. f. Mat., Astr. o. Fysik (A) **22** No 9, 23 S. (1930).

[377] S. Kawata, Satellites of the $K\beta_1$-line of elements from Fe to Zn. Mem. Coll. Sc. Kyoto Imp. Univ. (A) **13** p. 383—387 (1930).

[378] Ben Kievit and G. A. Lindsay, Fine structure in the X-ray absorption spectra of the K-series of the elements calcium to gallium. Phys. Rev. (2) **36** p. 648—664 (1930), **35** 292 (1930).

[379] J. v. Koezkás, Die ultraviolette Absorption der anorganischen Salzlösungen. I. Die Absorption der Chloride. Zs. f. Phys. **59** p. 279—288 (1930).

[380] O. Laporte und D. R. Inglis, Resonance separations in configurations of type p^5s and d^9s. Phys. Rev. (2) **35** p. 1337—1341 (1930).

[381] Axel E. Lindh, Zur Kenntnis des K-Röntgenabsorptionsspektrums der Elemente Ni, Cu und Zn. Zs. f. Phys. **63** p. 106—113 (1930).

[382] P. C. Mahanti, Band spectra of copper oxide. Nat. **125** p. 819 (1930).

[383] L. S. Ornstein und D. Vermeulen, Intensitätsmessungen im Kupferbogen. Zs. f. Phys. **64** p. 657—659 (1930) und ibid. **66** p. 490 (1930).

[384] F. K. Richtmyer und E. Ramberg, Satellites of $K\alpha$ for the elements Ni (28) to As (33). Phys. Rev. (2) **35** p. 661 (1930).

[385] F. K. Richtmyer and L. S. Taylor, The intensity of X-ray satellites. Phys. Rev. (2) **36** p. 1044—1049 (1930).

[386] A. G. Shenstone, Note on wavelengths in the vacuum copper arc. Phys. Rev. (2) **36** p. 602—603 (1930).

[387] H. Stücklen, Temperatur im Unterwasserfunken. Naturw. **18** p. 248 (1930).

[388] J. Valasek, The fine structure of certain X-ray emission lines. Phys. Rev. (2) **36** p. 1523—1530 (1930).

[389] J. Valasek, The structure of certain K-series emission lines. Phys. Rev. (2) **35** p. 291 (1930).

[390] Ina Wennerlöf, Präzisionsmessungen in den K- und L-Serien der Elemente ... Ark. f. Mat. Astr. och Fysik **22** A No 8 (1930).

[391] F. Wissleak, Über das K-Ionisierungsvermögen schneller Elektronen. Ann. d. Phys. (5) **5** p. 507—552 (1930).

[392] D. Coster und J. Veldkamp, Bestimmung des Absorptionskoeffizienten für Röntgenstrahlen in der Nähe der Absorptionskanten der Elemente Cu und Zn. Zs. f. Phys. **70** p. 306—316 (1931).

[393] S. Frisch, Zur Hyperfeinstruktur in den Spektren einiger Elemente. Zs. f. Phys. **71** p. 89—92 (1931).

[394] J. B. Green and J. Wulff, Hyperfine structure in the spectrum of copper. Nat. **127** p. 891—892 (1931).

[395] C. E. Howe and M. Allen, Absolute measurement of the $CuL\alpha$-line. Phys. Rev. (2) **37** p. 1694 (1931).

[396] Sechi Kato, On the absorption spectra of salt-solutions. Appendix. Sc. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo **15** p. 161—162 (1931).

[397] S. Kawata, Absorption of some X-ray diagram lines by the screen of the same element as the radiator. Proc. Phys. Nat. Soc. Japan (3) **13** p. 317—320 (1931).

[398] S. Kawata, Relation between the K-absorption edge and the $K\beta_2$ line of Ni, Cu and Zn. Mem. Coll. Sci. Kyoto Imp. Univ. (A) **14** p. 55—57 (1931).

[398a] S. Kawata, X-ray diagram lines strongly absorbed in the absorption spectra. Mem. Coll. Sci. Kyoto Imp. Univ. (A) **14** p. 227—228 (1931).

[399] A. S. King, The spectra of high current vaccum arcs. Phys. Rev. (2) **38** p. 590 (1931).

[400] R. G. Loyarte et A. T. Williams, Les spectres d'absorptions des vapeurs de Cu, Ag et Au. Publ. La Plata **5** p. 392—398 (1931).

[401] P. C. Mahanti, A new band system of copper hydride. Nat. **127** p. 557 (1931).

[402] R. Mecke, Bandenspektra negativer Ionen. Zs. f. Phys. **72** p. 155—162 (1931).

[403] W. B. Nottingham, Intensitätsmessungen im Kupferspektrum. Zs. f. Phys. **68** p. 824—833 (1931).

[404] L. S. Ornstein und D. Vermeulen, Intensitätsmessungen im Kupferbogen. Zs. f. Phys. **68** p. 824 (1931); **70** p. 567—606 (1931).

[405] G. Ortner, Untersuchung der Linien Kupfer α_1, α_2, β_1 und Eisen $K\alpha_1$, α_2, β_1 mit einem Doppelkristallspektrometer. Wiener Ber. **140** IIa p. 403—417 (1931).

[406] J. Palacios und M. Velasco, Die Feinstruktur der Absorptionskanten der Röntgenstrahlen: Ni 7,6 μ, Cu 8,5μ, Fe 7μ. Anales Soc. Españ. Fis. Quim. **29** p. 120—130 (1931).

[407] R. Ritschl, Über Hyperfeinstruktur in den Spektren von Kupfer und Gold. Naturwiss. **19** p. 690 (1931).

[408] S. Sambursky, Über die Intensitätsverhältnisse der durch innere elektrische Felder erzwungenen Mehrfachübergänge. Zs. f. Phys. **68** p. 824—833 (1931).

[409] S. Sambursky, Anomale Dublettstruktur des 4^2F-Terms von Kupfer. Naturwiss. **19** p. 309—310 (1931).

[410] M. Sawada, On the multiple structure in the X-ray absorption spectra of the metallic elements Cr, Mn, Fe, Ni and Cu. Mem. Coll. Sc. Kyoto Imp. Univ. (A) **14** p. 229—250 (1931).

[411] A. G. Shenstone, The Auger effect in atomic spectra. Phys. Rev. (2) **37** p. 1701 (1931).

[412] A. G. Shenstone, Hyperfine structure in the copper spectrum. Phys. Rev. (2) **37** p. 1023 (1931).

[413] R. C. Spencer, A study of the shape of the Ag*L*, Mo*K* and Cu*K* lines. Phys. Rev. (2) **38** p. 630—641 (1931).

[414] A. T. Williams, Chemische Valenz und Eigenschaften der Spektralterme. Phys. Zs. **32** p. 870—875 (1931).

[415] C. W. Allen, Broad lines in the arc spectrum of copper. Phys. Rev. (2) **39** p. 42—54 (1932).

[416] C. W. Allen, The intensity of quartet lines in the arc spectrum of copper. Phys. Rev. (2) **39** p. 55—63 (1932).

[417] E. Bäcklin, Absolute value of X-ray wave lengths and e/m as calculated from X-ray dispersion measurements. Phys. Rev. (2) **40** p. 112—113 (1932).

[418] J. A. Bearden, X-ray wave lengths by the dispersion in quartz. Phys. Rev. (2) **39** p. 1—7 (1932).

[419] J. A. Prins, Absolute Wellenlängenbestimmungen von Röntgenstrahlen II. Physica **12** p. 15—18 (1932).

[420] J. A. Prins und J. D. Hanawalt, Absolute Wellenlängenmessungen von Röntgenstrahlen. I. Physica **12** p. 1—14 (1932).

[421] R. Ritschl, Eine lichtstarke Anregung von Spektren im elektrischen Vakuumofen durch Elektronenstoß kleiner Energie. Ann. d. Phys. (5) **13** p. 337—357 (1932).

[422] A. G. Shenstone and H. Russell, Perturbed series in line spectra. Phys. Rev. (2) **39** p. 415—434 (1932).

[423] A. T. Williams, Die Zahl der angeregten Atome und die Absorptionsspektren verschiedener Metalldämpfe. Phys. Zs. **33** p. 152—158 (1932).

1. Linienspektra.

Seit den in Bd. VII dieses Handbuchs angeführten Messungen des Cu-Bogens, ist dessen Spektrum mehrfach gemessen worden, sowohl im Hinblick auf die Einordnung der Linien wie in Absicht auf die Gewinnung von Normalen. Dabei ist mehrfach der Bogen bei niedrigem Luftdruck benutzt worden. Wie weiter noch zu erwähnen sein wird, kehren sich die Linien des Kupfers vielfach sehr leicht um. Außerdem sind sie bei Atmosphärendruck unscharf und verbreitert und endlich zeigen sie, namentlich im Ultraviolett Feinstruktur. Hierzu kommt, daß ihre Intensität in Richtung der Bogenachse nach der Mitte zu vielfach schnell abnimmt und daß in der Nähe der

Elektroden besondere Verbreiterungen auftreten. Dies alles ist im Vakuumbogen weniger ausgeprägt, so daß die Linien für Messungen günstiger werden. Immerhin bleibt eine nicht unbeträchtliche Unschärfe, so daß bei den Interferometermessungen System Fabry-Perot nur relativ kleine Plattenabstände von wenigen Millimetern verwendet werden können. Wir führen zunächst die Interferometermessungen an. Kiess [334] mißt 26 Linien, Miss Warga [345] 10 Linien, Burns und Walters [371] messen zwischen 2104 und 8092 eine große Zahl und untersuchen zugleich den Bau, worauf weiter unten noch eingegangen wird. In [386] macht Shenstone auf ein Versehen bei der Bestimmung der Ordnungszahl bei einigen Linien aufmerksam, das Burns [371 II] korrigiert. Auf die Messungen und den Inhalt der vorgenannten Arbeiten soll sogleich eingegangen werden. Zunächst ist eine zwei Jahre vor Kiess [334] erschienene Arbeit von Wolfsohn [305] zu nennen, der mit großem Gitter gegen Normalen des Eisenbogens Linien des Cu-Bogens im Vakuum und in Luft im Bereiche 5782 bis 2148 gemessen hat. Es wurden zwei Serien von Aufnahmen gemacht. In der ersten Reihe wurde auf jeder Platte das Eisenspektrum mit dem Vakuumbogen verglichen. Bei der zweiten Reihe wurde in dritter und vierter Ordnung gemessen und ein direkter Vergleich des Luftbogens mit dem Vakuumbogen durchgeführt; die Linien des Eisenbogens waren außerdem noch als Referenzlinien mit aufgenommen. Während nun die Messungen im Luftbogen innerhalb der Fehlergrenzen sehr gut mit den sorgfältigen Messungen von Hasbach [154a] übereinstimmen und auch die Kombinationsbeziehungen an den aus dem Vakuumbogen ermittelten Schwingungszahlen streng erfüllt sind, zeigt sich für die Wellenlängen des Vakuumbogens eine systematische Verschiebung nach längeren Wellen, im Mittel von etwa 14 Tausendstel, gegenüber den Interferometermessungen von Kiess, Warga, Burns und Walter, die auch im Mittel sehr gut übereinstimmen. Kiess [334] hat dies zuerst bemerkt und auch hervorgehoben, daß sich durch diesen Umstand die unwahrscheinliche und zu den übrigen Erfahrungen nicht passende scheinbare Violettverschiebung erklärt, die Wolfsohn an dem Luftbogen, wenigstens an einer Reihe von Linien zu finden glaubt. Wie groß in Wahrheit die Druckverschiebung ist, läßt sich nicht mit Sicherheit feststellen, da der Betrag für eine Atmosphäre offenbar klein ist, zum Teil von anderen Einflüssen überdeckt wird und die Linien des Luftbogens nicht sicher genug gemessen werden können. Indes schließen die Interferometermessungen trotz des Passens der Kombinationsbeziehungen die Wolfsohnschen Werte aus, die wir daher in den Tabellen nicht mit führen[1]).

Die Messungen von Burns reichen hinab bis zu λ 2104. Damit ist neben Fe ein zweites Element gewonnen, dessen ganzes Spektrum von λ 8000 bis 2100 interferometrisch ausgemessen ist. Burns benutzt das, um die Terme der Einordnung von Shenstone genauer zu berechnen, als das bisher möglich war. Er verwendet dann

[1]) Es liegt nahe, anzunehmen, daß trotz der von Wolfsohn angeführten Vorsichtsmaßregeln eine systematische Verfälschung der Messungen am Vakuumbogen durch einen Fehler bei den Aufnahmen eingetreten ist, der sich bei der Messung in verschiedenen Ordnungen und bei zweizeitiger Aufnahme verschiedener Lichtquellen bekanntlich leicht einschleicht. Inwieweit dies möglich ist, wird eine zur Zeit in Gang befindliche Untersuchung ergeben, von der uns Herr W. Mitteilung macht. Als Stichprobe ausgeführte sorgfältige Nachmessungen einzelner Linien an dem Material von Wolfsohn ergaben fast genau die von W. angeführten Werte.

Tabelle 1. Cu Vacuumbogen, Interferometer.

	Burns [371]		Kiess [334]		Warga [345]
8092	634	300	—		—
7933	130	160	—		—
5782	132	200	.132	8r	—
00	240	30	.239	8r	—
5292	517	15	.519	6	—
20	070	25	.070	6	.069
18	202	80	.202	10	.200
5153	235	100	.237	8	—
11	913	5	—		—
05	541	300	.542	7	.538
5076	173	2	—		—
16	611	15	—		.612
4704	594	60	.593	4	.598
4651	124	150	.124	8	.123
4530	785	110	.785	6	.786
09	374	60	.374	6	.375
4480	350	100	.360	7	.350
4275	107	150	—		.116
48	956	50	—		.955
4104	218	8	—		—
4075	572	5	—		—
63	238	20	—		—
62	641	300	.639	10	.643
22	629	200	.627	10	.630
3861	747	15	—		.746
25	047	8	—		.048
3609	295	5	—		
02	032	20	—		
3599	132	15	—		
98	011	1	—		
30	383	80	.382	7	
24	231		—		
3457	850	15	—		
40	507	6	—		
3365	342	2	—		
37	845	100	.845	8	
35	215	1	—		
19	682	8	—		
17	218	10	—		
07	948	80	—		
3292	827	15	—		
90	541	15	—		
79	815	100	.815	5	
73	957	600	956	10R	
47	540	1000	.540	10R	
31	178	5	—		
08	231	60	.230	6	
3194	099	100	.096	8	
56	629	8	—		

	Burns [371]		Kiess [334]	
3126	109	5	—	
3099	928	15	—	
93	989	40	—	
73	798	40	—	
63	411	80	.411	7
36	101	100	.101	8
22	608	4	—	
21	544	10	—	
10	838	100	.838	7
2998	384	7	—	
97	364	80	—	
79	367	2	—	
78	274	5	—	
61	165	100	.164	4
2882	934	80	—	
77	698	15	—	
58	734	5	—	
58	225	2	—	
37	364	4	—	
24	370	120	.369	4
2769	666	15		
66	371	50		
21	675	4		
18	775	12		
13	505	15		
03	184	10		
00	963	15		
2689	299	30		
66	288	8		
20	675	2		
18	366	100		
00	266	15		
2598	813	12		
90	526	4		
71	746	2		
44	802	40		
29	302	15		
26	589	8		
06	270	20		
2492	146	150		
89	652	60		
85	787	15		
73	332	8		
41	637	120		
24	436	2		
06	665	8		
03	335	60		
00	112	35		
2392	627	100		

	Burns [371]	
2370	885	—
69	887	120
56	638	30
55	155	—
19	561	5
03	116	130
2294	364	80
93	842	120
92	681	5
76	253	100
74	870	—

	Burns [371]	
2263	079	110
60	528	40
46	995	120
44	265	130
42	613	100
38	454	40
36	278	30
30	084	160
28	863	120
27	775	100
25	697	150

	Burns [371]	
2218	100	120
15	654	70
14	581	80
10	259	120
2199	752	100
99	583	200
92	260	160
89	621	120
81	720	120
79	399	100
78	944	90

	Burns [371]	
2165	093	100
48	974	100
38	533	2
35	976	140
34	355	30
30	762	10
26	028	100
22	966	90
12	090	80
05	112	2
04	782	60

diese Terme, um Linien von kürzerer Wellenlänge zu berechnen, bis λ 1703, die wohl ohne große Bedenken als Normalen in diesem Gebiet benutzt werden können. Diese berechneten Wellenlängen sollen nachher in der Tabelle für kurze Wellen angegeben werden; ein großer Teil derselben ist von Selwyn und Kichlu gefunden worden, in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Werten.

Über sonstige Messungen im Gebiet bis λ 2200 ist nicht viel zu sagen. Alle diejenigen, welche sich mit der Ordnung der Spektra Cu I und Cu II beschäftigt haben, haben dazu vorhandene Messungen benutzt, nämlich für die längsten Wellen Meggers, für die kürzeren Hasbach; aber sie haben auch gelegentlich eigene Messungen ausgeführt und neue Linien gefunden, die weiterhin in den Tabellen für Cu I und Cu II eingereiht sind.

Dagegen sind zahlreiche Messungen bei kurzen Wellen neu gemacht. Zuerst sei Millikan und Bowen [241] genannt, welche Linien zwischen λ 900 und 155 geben; dann haben die Brüder Bloch [253] eine neue Messung veröffentlicht, λ 1930—1358. Zwischen λ 1320 und λ 1000 hat Thibaud [328] sechs neue Linien gefunden, für die er aber nur vorläufige ungenaue Messungen angibt. Größere Strecken geben Selwyn [367] und Kichlu [289]. Dazu kommen eine ganze Anzahl bei Cu I oder Cu II eingeordnete Linien, namentlich Kruger [361], die man in den betreffenden Tabellen findet, und endlich die theoretisch berechneten Linien von Burns. — Alle diese Linien, die nicht direkt von den Autoren in einem Spektrum eingeordnet sind, enthält die Tab. 2.

Es sei noch eine Arbeit von Mitra [227] genannt, welcher 9 Linien des Kupferbogens in Luft mit Interferometer gemessen hat. Seine Zahlen sind gelegentlich als Normalen in diesem Gebiet benutzt worden, z. B. von Shenstone. Die Zahlen sind: 2369.891, 2303.134, 2276.261, 2242.622, 2218.107, 2189.631, 2148.897, 2126.047, 2112.105.

Wenn man die Zahlen mit denen von Burns vergleicht, so sieht man zunächst, daß bei 2148 ein Versehen vorliegt, die Zahl ist fast um 0.1 A falsch. Im übrigen sind die Zahlen alle größer, als die von Burns, die Differenzen liegen zwischen 4 und 19 Tausendstel A, der Mittelwert beträgt 0.011 A. Man kann darin vielleicht die Größe der Druckverschiebung für 1 Atmosphäre in diesem Gebiet sehen.

Tabelle 2. Kurze Wellenlängen.

	Burns berechnet λ vac [371]	Burns berechnet λ Luft [371]	Selwyn [367]	Kichlu [289]	Bloch [253]
2126	—	—	6.05 10	—	—
22	—	—	2.95 9	—	—
17	—	—	7.33 1	—	—
12	—	—	2.06 8	2.02 2	—
09	—	—	—	9.80 0	—
04	—	—	4.80 7	4.75 2	—
02	—	—	—	2.19 0	—
2098	—	—	8.41 0	8.30 0	—
93	—	—	—	3.52 0	—
91	—	—	—	1.12 0	—
87	—	—	7.98 8	7.74 2	—
85	—	5.295	5.33 1	5.09 2	—
82	—	—	—	2.57 0	—
81	—	—	—	1.97 0	—
79	—	9.43 4u	—	9.31 0	—
78	—	—	—	8.51 1	—
76	—	—	—	6.80 0	—
66	—	—	—	6.07 1	—
62	—	—	—	2.29 1	—
54	—	4.969	4.98 4	4.82 3	—
54	—	—	—	4.18 0	—
43	—	3.791	3.80 6	3.69 3	—
37	—	7.116	7.13 6	7.01 3	—
35	—	5.84	5.86 6	5.71 3	—
31	—	—	1.07 0	0.95 0	—
25	—	5.475	5.49 4	5.33 2	—
24	—	—	4.40 5u	4.20 1	—
16	—	6.885	6.89 1	6.85 1	—
15	—	5.576	5.61 1	5.55 1	—
12	—	—	2.69 0	3.02 0	—
00	337	—	0.35 6	9.68 3	—
1989	844	—	9.85 3	9.20 1	—
79	947	—	9.97 2	9.26 1	—
70	489	—	0.52 2	—	—
44	586	—	4.63 2	3.86 1	—
30	—	—	—	—	0.66 3
30	—	—	—	—	0.05 0
28	—	—	—	—	8.94 0
20	—	—	—	—	0.68 1
14	—	—	—	—	4.79 0
07	—	—	—	—	8.44 0u
01	—	—	—	—	1.28 00
00	—	—	—	—	0.03 00
1887	—	—	—	—	7.50 0
85	—	—	—	—	5.20 4
82	—	—	—	—	2.29 1
74	—	—	—	—	4.92 1
67	—	—	—	—	7.85 4

	Burns berechnet λvac [371]	Selwyn [367]		Bloch [253]	
1858	—	—		8.59	2U
41	—	—		1.08	5
25	348	5.42	2u	6.54	2
17	265	7.35	0	—	
1798	—	—		8.94	0
84	—	—		4.00	3
80	—	—		0.26	00
76	—	—		6.47	2
74	82	4.91	2u	5.07	00
73	—	—		3.95	0
72	—	—		2.72	0
69	—	—		9.15	4
62	—	—		2.66	3
60	—	—		0.97 C?	2u
55	—	—		5.15	1
51	—	—		1.76 C?	4
50	—	—		0.45	6
47	—	—		7.93	3
41	574	1.63	1u	1.36	6
40	—	—		0.36	1
39	—	—		9.54	5
38	—	—		8.05	3
28	—	—		8.15	4
26	—	—		6.34	00
25	664	5.51	1u	4.88	1
22	—	—		2.27	6
18	—	—		8.50	2
16	—	—		6.46	1
13	364	3.46	1u	—	
11	—	—		1.26	3
08	—	—		8.87	6
05	—	—		5.39	6
04	—	—		4.02	0
03	843	3.84	0	2.92	5
02		—		2.06	5
00		—		0.91	4
1696		—		6.17	0
91		1.10	0	2.57	4
88		8.80	00	8.89	3
88		8.03	00	8.63	1
86		6.78	0	6.99	6
86		—		6.03	4
85		5.52	0	—	
84		4.80	0	4.41	5
82				2.54	3
81				1.94	0
81				1.36	4
79				9.03	6
77				7.20	3

	Bloch [253]	
1676	30	1
75	64	1
74	43	6
71	74	6
69	97	6
69	21	0
60	60	1
58	19	4
56	84 C?	1
54	30	6
53	15	1
51	71	6
42	00	8
39	70	1
38	70	4
31	15	1
28	00	6
26	07	4
25	88	4
21	54	0
18	16	1
16	32	5
15	89	1
10	32	3
09	49	4
07	22	3
06	50	4
05	76	3
02	95	4
00	02	4
1597	21	1
93	62	5
90	87	0
88	37	1
84	94	00
83	54	0
81	79	00
81	22	2u
79	27	2
75	20	00
74	12	00u
73	01	00
71	10	1
70	11	3
68	64	1
67	31	00
65	11	2
71	76	1
61	45 C?	1

	Bloch [253]	
1560	70 C?	0
60	36 C?	0
58	36	2u
55	65	3
55	13	3
53	85	3
52	64	4
51	45	00
50	68 C?	3
49	26	1
48	84	4
48	15 C?	3
44	78	1
44	11	1
43	43	4
41	97	3
40	65	2
39	73	0
37	54	3
34	13	00
33	91	0
32	14	2u
31	65	00
14	54	2
1489	00	00
86	64	1
83	77	1
81	11	1
75	00	1
72	30	1
70	84	00
69	60	00
59	82	00
49	61	1u
46	21	1u
43	60	00
43	00	00
42	30	00
41	44	00
37	42	00
36	73	00
35	95	00
31	90 C?	2U
29	35	00
27	87	00
26	70	0u
25	32	00
23	29	00
17	41	00u

	Bloch [253]	
1414	35	00
10	37	1
07	39	00U
03	22	00
01	32	00
1398	93	00
95	23	00
91	94	00
90	24	00
87	64	00
82	63	00
81	04	00
77	78	0
76	76	1
75	67	0
74	08	00
69	67	00
67	97	00
58	90	2u
	Thibaud [328]	
1318	—	
1286	—	
1184	—	
57	—	
1056	—	
27	—	
	Millikan u. Bowen [241]	
900	1	2
896	7	1
93	8	2
90	2	1
87	3	1
84	2	1
78	4	2
75	1	2
72	3	2
68	8	1

	Millikan u. Bowen [253]	
858	1C?	2
44	4	2
40	7	1
36	0O?	2
33	1O?	2
13	3	2
08	7	2
03	2	3
01	0	3
797	5	2
92	8	2
91	4	4
88	3	6
77	3	5
67	4	0
58	6	1
53	9	0
50	7	0
43	4	2
35	0	2
31	9	2
30	3	3
23	6	1
19	4	2
15	3	3
12	2	1
00	1	3
693	0	1
91	2	3
87	6C?	3
82	1	3
76	5	3
72	1	1
66	4	1
62	3	0
57	6	0
49	1	0
42	3C?	0
24	9	0
23	1	0
19	9	2
15	8	2
11	2	0
09	4	0
06	0	1
02	7	1
598	4	1
88	4	0
84	6	1

	Millikan u. Bowen [253]	
573	1	1
68	1	0
59	5	1
55	8	1
53	1	1
50	8	2
48	5	2
47	1	2
42	4	2
40	7	2
36	8	0
31	8	0
26	9	0
23	8	0
21	0	0
16	5	0
13	7	0
09	1	1
05	4	8
499	6	4
96	9	3
94	4	1
91	8	4
84	5	4
81	9	1
76	2	3
72	5	3
67	2	2
64	3	5
59	2C?	3
52	8	7
50	5	2
46	6	4
44	0	3
38	9	1
33	0	1
26	1	1
22	6	0
18	1	1
13	5	0
11	2	0
08	8	0
05	9	2
387	5	1
79	3	3
77	6	2
74	7	1
71	4	2
67	0	1

	Millikan u. Bowen [253]	
364	0	2
61	0	4
58	0	5
55	3	1
53	6	1
50	5	3
48	3	3
45	4	3
42	6	3
39	8	3
35	8	4
33	2	4
29	2	5
24	5	6
12	4	1
10	1	1
06	7	1
04	2	1
299	5	1
97	2	0
86	5	0
83	6	1
81	6	2
78	6	0
74	9	0
72	6	0
70	1	1
68	8	1
62	4	1
59	1	1
55	0	2
52	9	1
48	5	1
41	9	0
37	9	0
35	4	0
19	7	0
15	5	0
10	9	1
07	2	0
03	8	0
00	6	0
198	5	0
89	2	0
86	1	0
69	7	0
64	6	0
59	4	0
55	7	0

Cu I. Einvalenzelektronensystem mit Dubletts. Zweites System mit Dubletts und Quartetts. Nachdem im Vorhergehenden das neue Zahlenmaterial einigermaßen zusammengestellt ist, berichten wir über die Untersuchungen über den Bau der Spektren Cu I und Cu II. Sie sind besonders schwierig gewesen, weil der Bogen ein Gemisch beider Spektren gibt, und keine Erregungsart bekannt war, etwa Cu I ziemlich isoliert zu erhalten; ferner weil das Spektrum besonders kompliziert gebaut ist und vielfach von den früher geltenden Annahmen abweicht. — Schon Rydberg und Kayser u. Runge hatten angenommen, daß das stärkste Linienpaar 3274/47, das man außerordentlich häufig als Verunreinigung in Spektralaufnahmen erhält, das erste Paar einer Hauptserie und der scharfen Nebenserie sei. Aber schon das zweite Paar der Hauptserie ließ sich nicht auffinden. Randall (Astroph. J. 34, 1, 1911) berechnete, es müsse bei 2025.75, 2024.42 liegen; als nun Piña de Rubies [163] ein Linienpaar erhielt (2025.1 und 2024.11), meinte man, damit das gesuchte Paar zu haben. Allein die Schwingungsdifferenz ist nicht richtig, und es tritt oft nur eine Linie auf (siehe dazu z. B. [58]). Kurz, es hat sich herausgestellt, daß die Linie größerer Wellenlänge eine Funkenlinie ist. Die andere, 2024.33 nach heutiger Angabe, wurde noch als Teil des zweiten Paares betrachtet; aber man sieht, daß das wenig befriedigend ist. Daneben waren einige (4) Glieder der beiden Nebenserien gefunden, und von Randall eine Reihe von Kombinationen und ein Glied der Bergmann- oder Fundamentalserie. Diese Angaben sind in den bekannten Büchern von Paschen u. Götze und von Fowler als Summe der Kenntnisse für die Kupferspektra gegeben; damit waren indes nur etwa 5% der gemessenen Cu-Linien eingeordnet.

Die weitere Entwicklung ist kaum darzustellen, ohne zu sehr ins Detail zu gehen, da sich die Diskussion auf zahlreiche einzelne Linien erstreckt, wie man schon oben am zweiten Paar der Hauptserie sieht. Auch müßten vielfach theoretische Erörterungen herangezogen werden. So kann nur kurz das Wesentliche berichtet werden.

Shenstone, dem wir die Hauptentwicklung verdanken, erzeugt zunächst [268] das Spektrum, indem er dichten Dampf durch Elektronenstoß anregt. Er zieht das Absorptionsspektrum heran, und es gelingt ihm zu zeigen, daß neben dem Spektrum der bekannten Dublettserien ein zweites System vorhanden ist. Er kann eine Reihe von Termen nP und mD aufstellen und Kombinationen finden. — In zwei Notizen [269, 299] wird das Niveausystem erweitert. Mit Hilfe einer Untersuchung der Zeeman-Effekte gelingt es dann Beals [43], Quartette zu finden und Kombinationen zwischen den Quartetten und Dubletten des zweiten Systems. Gleichzeitig stellt auch Bedreag [278, 279] einige Quartette auf. Im übrigen bringt er nichts Neues, erkennt aber richtig den Aufbau des Spektrums aus zwei Systemen und Kombinationen. Auch Kichlu [289] behandelt im gleichen Jahre das Spektrum. Er macht Aufnahmen mit Schwachstrom- und Starkstrombogen, mit dem Unterwasserfunken. Zunächst gibt er von den alten Dublettserien einige weitere Glieder; dann gibt er eine lange Liste von Kombinationen, die als Grundniveau 1S, $3D_2$, $3D_3$ haben. Er macht dann auch Messungen im Anfang des Schumann-Gebietes zwischen λ 2112 und 1943. Bald darauf [316] gibt er noch eine Reihe von Linien aus dem Starkstrombogen, die er für zu Cu I gehörig hält; sie sind in die weiterhin folgende Tabelle aufgenommen, wenn sie auch nicht eingeordnet sind.

Alle diese Arbeiten stimmen in der Hauptsache überein, wenn sie auch in Einzelheiten differieren. Dasselbe gilt auch von einer abschließenden Arbeit von Shenstone [298]. Er gibt hier lange Tabellen von Termen, gibt Multipletts, erörtert zahlreiche einzelne Linien und Terme, beschäftigt sich auch mit der Erweiterung des ersten Dublettsystems, und gibt schließlich eine Tabelle aller in Cu I eingeordneten Linien. Er benutzt dabei fremde Messungen des verschiedensten Ursprungs, fügt nur wenige eigene Linien hinzu. Es werden Angaben von Aretz [119], Crew und Tatnall [53], Eder u. Valenta [114], Exner u. Haschek, Kayser u. Runge [49, 55], Randall [116], besonders aber die von Meggers [166] und Hasbach [154a] herangezogen. Daneben befinden sich einige sonst nicht veröffentlichte Zahlen von Mulliken [265]. Dieser hatte zum Studium der Banden der Haloidverbindungen des Kupfers Anregung durch aktiven Stickstoff verwandt: dabei zeigte sich, daß auch Linien von Cu I gut auftreten, und diese Platten standen Shenstone zur Verfügung. Er bemerkt ferner, daß unterhalb λ 2300 die Messungen von Hasbach aus Mangel an guten Normalen vom geraden Wege abgewichen sind, — ebenso ist es bei Eder und bei Piña de Rubies [163], und hier korrigiert er deren Angaben mit Hilfe der Messungen von Mitra [227]. Man sieht, daß ein sehr inhomogenes Material vorliegt, und es ist zweifelhaft, ob immer die berechneten Linien den beobachteten entsprechen.

Noch eine Arbeit über Cu I von Sommer [301] ist zu erwähnen. Er untersucht für mehr als 100 Linien den Zeeman-Effekt und nimmt danach eine Einordnung vor. Im großen ist das Resultat wieder das gleiche, aber im einzelnen sind Abweichungen vorhanden, namentlich in betreff der höher liegenden Niveaus des zweiten Systems. Sommer gibt eine Tabelle seiner 67 Terme dieses Systems und der von ihm eingeordneten Linien. Dabei finden sich manche Linien, die bei Shenstone fehlen und umgekehrt.

Die Terme des Kupferspektrums bestehen nach Sommer aus einem ersten alkaliähnlichen Dublettsystem mit der Seriengrenze $^1S_0$. Dieser tiefste Term des Cu II entspricht einer Elektronenkonfiguration von 10 Elektronen in 3d-Bahnen. Durch Übergang eines dieser Elektronen in eine 4s-Bahn entstehen die tiefsten Terme $^3D_{3,2,1}$ und $^1D_1$, welche die Seriengrenzen eines zweiten Termsystems mit Dublett- und Quartettermen bilden. Zu dem ersten Termsystem gehört die Ionisierungsspannung 7.6 V, zu dem zweiten 9.5 V.

Hier ist noch eine Abhandlung von Menzies [337] zu nennen. Er läßt dünne Kupferdrähte vor dem Spalt explodieren, indem er starke, aber nicht hochgespannte (110 oder 200 V) Ströme plötzlich durch den Draht schließt. Die Methode ist seit Andersons Vorgang oft benutzt, um leicht umkehrbare Linien aufzufinden. So findet auch Menzies etwa 50 umgekehrte Linien, daneben aber vielfache Verbreiterungen und Verschiebungen, die etwa 0.3—0.6 A betragen. Diese Verschiebungen gehen teils nach Rot, teils nach Violett, und zwar kommen die nach Rot verschobenen Linien alle, nach der Einordnung von Sommer, von (Kern + s)-Konfigurationen, die nach Violett verschobenen von (Kern + d)-Konfigurationen. Nach diesem Kennzeichen nimmt er eine Einordnung von Linien vor, die aber schon früher von Shenstone eingeordnet wurden, was dem Verfasser entgangen zu sein scheint. Nur bei

wenigen Linien weicht die Einordnung von der von Shenstone gegebenen ab. Sechs Linien wurden neu gefunden und in das Termsystem von Sommer eingereiht. Ein neuer mit X_2 bezeichneter Term, scheint der bei Sommer fehlende Term b^2D_3 zu sein. Die neuen Linien seien hier angeführt:

5143.16	$^2P_1$—X_2	4354.6	$^4F_2$—X_2
4794.0	$^4D_3$—X_2	3454.70	$^2D_2'$—$^2P_1'$
4642.6	$^2F_3$—X_2	2124.1 R	$^2D_3$—f_2

Ebenso möge hier eine Arbeit von Duffendack und Black [354] erwähnt werden, die ein Rohr aus Wolfram als elektrischen Ofen benutzen. Es wird einerseits zur Beobachtung der Absorption gebraucht, andererseits zu der der Emission, wobei auch Zusätze von seltenen Gasen gemacht werden. Neon erregt dann stark das Cu II-Spektrum, während Argon es nicht tut. Es werden mancherlei Betrachtungen über den Bau von Cu I und Cu II angeknüpft. Die Absorption des Cu-Dampfes wurde in jüngerer Zeit noch von Williams [423] untersucht.

Weiter sei noch eine Arbeit von Russell [322] genannt, der durch Vergleich einer Reihe von Spektren Linien von Cu I und Cu II heraussucht und einordnet.

Endlich erwähnen wir noch eine Arbeit von Stücklen [271], die zu völlig unrichtigen Ergebnissen kommt. Frl. Stücklen untersucht den Unterwasserfunken und erhält einige 30 Linien umgekehrt, die bei wachsender Stärke der Entladung allmählich auftreten. Danach ordnet sie sie in sechs, wie es scheint, willkürlich begrenzte Gruppen. Von der oft ausgesprochenen, aber unrichtigen Annahme ausgehend, daß alle umgekehrten Linien zu Cu I gehören, sucht sie nach gesetzmäßig gebauten Gruppen und stellt auch einige Multipletts auf. Da aber dabei Linien von Cu I und von Cu II verwandt werden, sind es zufällige angenäherte Zahlenkoinzidenzen. Ihre Resultate werden denn auch von Kichlu und Shenstone lebhaft abgelehnt. Frl. Stücklen bringt noch ein zweites wunderbares Resultat: Alle Linien ihrer ersten Klasse findet sie doppelt, mit $\Delta\nu = 1.8\,\mathrm{cm}^{-1}$; viele von den übrigen Linien haben auf einigen Platten, — nicht allen —, Satelliten. Sie gibt eine Liste von 20 solcher Linien mit bis zu 18 Satelliten.

Es folge nun die Liste der Linien von Cu I in Tab. 3. Bei ihrer Aufstellung ist die Tabelle von Shenstone zugrunde gelegt, aber die von anderen — Kichlu, Beals, Sommer — zugefügten Linien sind eingeschaltet. Bei jeder Linie ist in der ersten Kolonne der Name derer angegeben, die sie eingeordnet haben, dann folgt die Klassifikation nach Shenstone und nach Sommer. Die Kombinationen nach Sommer sind nur in soweit angeführt, als sie mit denen von Shenstone nicht übereinstimmen. In der nächsten Spalte folgen die Wellenlänge und Intensität, endlich der Name dessen, der die Linie gemessen hat. Dabei bedeutet: A = Aretz, B = Beals, C = Crew und Tatnall, Ed = Eder u. Valenta, Ex = Exner u. Haschek, H = Hasbach, Hu = Huppers, K = Kichlu, Ka = Kayser u. Runge, M = Meggers, Mu = Mulliken, R = Randall, Sh = Shenstone, HM u. PM = Hasbach oder Piña korrigiert nach Mitra. — Dann folgen die Zeeman-Effekte, wie sie Sommer und Beals, zum Teil auch Shenstone, gemessen haben.

Tabelle 3. Cu I.

Eingeordnet von	Shenstone [298]	Sommer [301]			Mess. von	Sommer [301]	Beals [277]
Sh	$3\,{}^2D_3 - 5\,{}^2F_4$	—	18229.	5	R	—	—
Sh	$3\,{}^2D_2 - 5\,{}^2F_3$	—	18194.	7	R	—	—
Sh	$3\,{}^2P_2 - 4\,{}^2D_2$	—	16653.	4	R	—	—
Sh K	$2\,{}^2S - 3\,{}^2P_2$	—	16008.	5	R	—	—
K	$2\,{}^2S - X$	—	13274.		L	—	—
Sh K So Ru	$2\,{}^2P_2 - 2\,{}^2S_1$	—	8092.74	10	M	—	—
Sh K So	$2\,{}^2P_1 - 2\,{}^2S_1$	—	7933.20	10	M	—	—
Sh K	$2\,{}^2S_1 - c_2'$	—	7570.09	5	M	—	—
Sh	$b\,{}^2D_2' - d\,{}^4G_3$	—	7427.26	1	M	—	—
Sh So	$b_4' - d\,{}^4P_3'$	$a\,{}^2F_3 - {}^4G_4$	7193.56	2u	M	—	—
Sh So	$b\,{}^2D_3' - d\,{}^4F_4'$	$a\,{}^2F_3 - {}^4F_4$	54.29	1	M	—	—
Sh So	$b\,{}^2D_3' - d\,{}^4G_3$	$a\,{}^2F_3 - a\,{}^4D_2$	24.66	1	M	—	—
Sh So	$b\,{}^2F_3 - d\,{}^4S_2$ $b\,{}^2P_2 - d\,{}^4G_3$	$a\,{}^2D_3 - c\,{}^2D_2$	7039.34	3	M	—	—
Sh K	$2\,{}^2S - a_1'$	—	00.02	1u	M	—	—
Sh	$b\,{}^2D_2' - c\,{}^2S_1$	—	6935.80	2u	M	—	—
Sh K So	$b\,{}^2F_3 - d_3$	$a\,{}^2D_3' - c\,{}^2D_3$	20.09	4u	M	—	—
Sh So	$b\,{}^2F_3 - c\,{}^2G_4$	$a\,{}^2D_3' - {}^2G_4$	05.90	6	M	—	—
Sh	$b\,{}^2D_2' - h_2$	—	6890.90	2	M	—	—
Sh	$c_2' - d\,{}^4S_2$	—	89.92	2	M	—	—
Sh So	$b\,{}^2F_3 - d\,{}^4P_3'$	$a\,{}^2D_3' - {}^2F_4'$	81.94	2	M	—	—
Sh So	$b\,{}^2D_2' - d\,{}^4F_3'$	$a\,{}^2F_3 - {}^4P_2'$	4099.	1u	M	—	—
Sh	$b\,{}^2D_2' - d\,{}^4F_2'$	—	35.46	1	M	—	—
Sh So	$c_2' - c_3$	$a\,{}^2P_2 - {}^2F_3'$	21.86	1u	M	—	—
Sh	$b\,{}^2P_1 - c\,{}^2S_1$	—	6781.90	0	A	—	—
Sh	$c_2' - d_3$	—	75.64	2u	M	—	—
Sh K Sh	$b_4' - d\,{}^4F_4'$ $2\,{}^2S_1 - b\,{}^2P_2$	—	49.29	2u	M	—	—
Sh	$b\,{}^2F_4 - c\,{}^2G_5$	—	41.42	7	M	—	—
Sh K	$b\,{}^2D_3' - g_4$	—	6672.23	3	M	—	—
Sh So	$b\,{}^2D_3' - h_2$	$a\,{}^2F_3 - {}^4F_3'$	29.67	1	M	—	—
Sh K So	$b\,{}^2F_4 - c\,{}^2G_4$	$a\,{}^2F_4 - {}^2G_4$	21.61	4	M	—	—
Sh So	$b\,{}^2F_4 - d\,{}^4P_3'$	$a\,{}^2F_4 - {}^2F_4'$	6599.68	5	A	—	—
Sh So	$b\,{}^2D_3' - d\,{}^4F_3'$	$a\,{}^2F_3 - {}^4F_2'$	83.54	2	A	—	—
Sh K	$2\,{}^2S_1 - b\,{}^2P_1$	—	65.54	3u	M	—	—
Sh So	$b\,{}^2F_4 - d\,{}^4F_5'$	$a\,{}^2F_4 - {}^4G_5$	50.98	1	M	—	—
Sh So	$b\,{}^2F_3 - d\,{}^4P_2'$	$a\,{}^2D_3' - {}^4S_2$	44.51	1u	M	—	—
Sh So	$b\,{}^2F_3 - d\,{}^4G_4$	$a\,{}^2D_3' - {}^4G_4$	06.14	2u	A	—	—
Sh So	$b\,{}^2F_3 - d\,{}^4D_3$	$a\,{}^2D_3' - a\,{}^4D_3$	6485.18	2	M	—	—
Sh So	$b\,{}^2F_3 - d\,{}^4F_4'$	$a\,{}^2D_3' - {}^4F_4'$	74.20	3	M	—	—
Sh K	$2\,{}^2S_1 - b\,{}^2D_3'$	—	27.57	1	M	—	—
Sh So	$c_2' - d\,{}^4P_2'$	$a\,{}^2P_2 - {}^4S_2$	15.18	1	A	—	—
K	—	—	00.59	1	A	—	—
Sh So	$c_2' - d\,{}^4D_3$	$a\,{}^2P_2 - a\,{}^4D_3$	6358.09	2u	A	—	—
Sh So	$a\,{}^2D_3 - c\,{}^4D_4$	${}^2D_3' - {}^4D_4$	25.45	4	A	—	—
Sh	$a_1' - d\,{}^4F_3'$	—	6292.86	2	A	—	—
Sh So Sh So	$b\,{}^2F_4 - d\,{}^4G_5$ $b\,{}^2P_1 - e\,{}^4D_3?$	$a\,{}^2F_4 - {}^4F_5'$	68.30	6u	A	—	—
Sh	$b\,{}^2F_4 - d\,{}^4G_4$	$a\,{}^2F_4 - {}^4G_4$	53.37	2u	A	—	—

Eingeordnet von	Shenstone [298]	Sommer [301]			Mess. von	Sommer [301]	Beals [277]
Sh So	$b\,{}^2F_4$—$d\,{}^4D_3$	$a\,{}^2F_4$—$a\,{}^4D_3$	6233.79	1u	A	—	—
Sh K So	$b\,{}^2F_4$—$d\,{}^4F_4'$	$a\,{}^2F_4$—${}^4F_4$	23.66	3u	A	—	—
Sh	d_2'—d_3	—	20.94	2u	A	—	—
So	d_2'—$d\,{}^4F_5'$	$a\,{}^2D_3$—${}^4P_2'$	16.38	2	A	—	—
Sh	d_2'—$d\,{}^4F_5'$	—	6147.31	4u	A	—	—
Sh	e_3'—d_3?	—	27.73	2u	A	—	—
K	—	—	19.55	4	A	—	—
Sh	e_3'—$d\,{}^4D_4$	—	6064.69	1u	A	—	—
K	—	—	62.73	1u	A	—	—
Sh	$b\,{}^2D_2'$—$c\,{}^2P_2'$	—	32.33	2u	A	—	—
Sh So	$a\,{}^2P_2$—$c\,{}^4D_3$	—	5857.03	1	Ed	—	—
K	—	—	51.29	1	Ed	—	—
Sh K So	$m\,{}^2D_2$—$2\,{}^2P_1$	—	5782.158	8	H	—	—
Sh So	$a\,{}^2F_4$—$c\,{}^4D_4$	—	32.36	1u	H	—	—
Sh K So	$m\,{}^2D_2$—$2\,{}^2P_2$	—	00.249	6	H	—	—
So	—	e_2—$a\,{}^2G_4$	5631.65	1	Ex	—	—
Sh B So	$a\,{}^4D_3'$—$c\,{}^4D_4$	—	5554.94	3	H	—	(0.00), 1.88
Sh Ru So	$a\,{}^2D_3'$—$c\,{}^2D_3'$	—	35.78	3u	H	—	—
Sh So	$a\,{}^2D_2'$—$c\,{}^4D_1$	—	5462.97	2	Ed	—	—
Sh B K So	$a\,{}^4D_2'$—$c\,{}^4D_3'$	—	32.05	2u	H	—	—
Sh So	$a\,{}^2D_2'$—$c\,{}^2D_3$	—	08.46	1u	H	—	—
Sh B So	$a\,{}^4D_3'$—$c\,{}^4D_3$	—	5391.67	2u	H	—	—
Sh B So	$a\,{}^2P_1$—$c\,{}^4D_1$	—	60.045	1	H	—	—
Sh B So	$a\,{}^4D_1'$—$c\,{}^4D_2$	—	55.0	1u	H	—	—
Sh B So	$a\,{}^2F_3$—$c\,{}^4D_4$	—	52.68	2	H	(0.00), 2.15	(0.00), 2.14
K	$2\,{}^2P_2$—$3\,{}^2P_2$?	—	5295.57	1	H	—	—
Sh K B So Ru	$a\,{}^4D_4'$—$c\,{}^4D_4$	—	92.539	4	H	(0.00), 1.42	(0.00), 1.44
Sh K B So	$a\,{}^4D_2'$—$c\,{}^4D_2$	—	50.5	1u	Ex	—	—
Sh K So	$2\,{}^2P_2$—$3\,{}^2D_2$	—	20.041	6	H	—	—
Sh K So	$2\,{}^2P_2$—$3\,{}^2D_3$	—	18.170	10	H	(0.00), 1.01	—
Sh B So	$a\,{}^4D_3'$—$c\,{}^4D_2$	—	12.89	1u	A	—	—
Sh B So	$a\,{}^2F_3$—$c\,{}^4D_3$	—	00.87	1u	H	(0.00), 0.73	—
Sh K So	$2\,{}^2P_1$—$3\,{}^2D_2$	—	5153.226	8u	H	(0.00), 0.89	—
Sh B So	$a\,{}^4D_4'$—$c\,{}^4D_3$	—	44.12	1u	H	—	—
Sh B So	$a\,{}^4D_1'$—$c\,{}^4D_1$	—	11.945	2	H	(0.00), 0.00	(0.00), 0.00
Sh K So Ru	$m\,{}^2D_3$—$2\,{}^2P_2$	—	05.551	8u	H	(0.00), 1.10	—
Sh Ru	$a\,{}^2F_4$—$c\,{}^2D_3$	—	5076.2	3u	H	—	—
Sh B So	$a\,{}^2F_3$—$c\,{}^4D_2$	—	34.3	2u	H	—	—
Sh K B So	$a\,{}^4D_2'$—$c\,{}^4D_1$	—	16.634	3	H	(0.54), 1.63, 0.54	(0.55), 0.55, 1.63
Sh So	$a\,{}^2D_3'$—a_3	${}^2D_3'$—$b\,{}^2D_3$	4866.4	3u	H	—	—
K	$2\,{}^2P_2$—Y_4	—	43.37	1	Ex	—	—
Sh B So	$a\,{}^4F_2$—$c\,{}^4D_3$	—	42.2	1u	Ex	—	—
Sh K So B	$a\,{}^4F_3$—$c\,{}^4D_4$	—	4797.042	2	H	(0.00), 2.05	(0.00), 2.20
Sh K So	$a\,{}^2F_3$—$c\,{}^2D_3$	—	76.2	1u	H	—	—
Sh B So	$a\,{}^2D_2'$—a_3	${}^2D_2'$—$b\,{}^2D_3$?	67.5	2u	H	(0.00), 0.69	—
Sh B So	$a\,{}^4F_4$—$c\,{}^4D_4$	—	04.598	6	H	(0.65), 1.42	(0.64), 1.40
Sh B So	$a\,{}^4F_2$—$c\,{}^4D_2$	—	4697.49	4u	H	—	—
Sh B So	$a\,{}^4F_3$—$c\,{}^4D_3$	—	74.76	6u	H	—	—

Eingeordnet von	Shenstone [298]	Sommer [301]			Mess. von	Sommer [301]	Beals [277]
Sh B So Ru	$a\,^4F_5$—$c\,^4D_4$	—	4651.13	8	H	(0.00), 1.30	(0.00), 1.20
Sh B So	$a\,^4F_4$—$c\,^4D_3$	—	4586.97	6u	H	(0.00), 0.88	—
Sh B So	$a\,^4F_3$—$c\,^4D_2$	—	39.70	4u	H	—	—
Sh K So	$2\,^2P_2$—$3\,^2S_1$	—	30.843	6r	H	(0.33), 1.00, 1.69	—
Sh K So	$a\,^2P_1$—b_2	$^2P_1$—$a\,^2D_2$	13.20	1u	H	—	—
Sh B So	$a\,^4F_2$—$c\,^4D_1$	—	09.386	4	H	(0.21), 0.45	(0.23), 0.23, 0.64
Sh So	$a\,^2F_4$—a_3	$^2F_4$—$b\,^2D_3$	07.5	1u	M	—	—
Sh K So	$2\,^2P_1$—$3\,^2S_1$	—	4480.376	6r	H	(0.65), 1.33	—
Sh B So	$a\,^4P_1$—$c\,^4D_2$	—	15.60	3u	H	—	—
Sh So	$a\,^4D_3'$—a_3	$^4D_3'$—$b\,^2D_3$	4397.0	1u	Ex	—	—
Sh B So	$a\,^4P_2$—$c\,^4D_3$	—	78.2	6u	H	—	—
Sh So	$a\,^4D_1'$—b^2	$^4D_1'$—$a\,^2D_2$	36.0	1u	Ex	—	—
Sh So	$a\,^4F_3$—$c\,^2D_3$	—	28.7	1u	Ex	—	—
Sh B So Ru	$a\,^4P_3$—$c\,^4D_4$	—	4275.131	6	H	(0.00), 1.13	(0.00), 1.18
Sh	$a\,^4D_2'$—b_2	—	67.2	1u	Ex	—	—
Sh B So	$a\,^4P_2$—$c\,^4D_2$	—	59.43	2u	H	—	—
Sh So	$a\,^4F_4$—$c\,^2D_3$	—	53.34	1u	Ex	(0.00), 1.14	—
Sh B So	$a\,^4P_1$—$c\,^4D_1$	—	48.969	4	H	(1.31), 1.31	(1.30), 1.30
Sh So	$a\,^4D_3'$—b_2	$^4D_3'$—$a\,^2D_2$	42.26	1u	H	—	—
Sh So	$a\,^4D_4'$—a_3	$^4D_4'$—$b\,^2D_3$	31.0	1u	Ex	—	—
Sh B So	$a\,^4P_3$—$c\,^4D_3$	—	4177.758	4u	H	—	—
Sh K So	$a\,^2F_3$—b_2	$^2F_3$—$a\,^2D_2$	23.27	2u	H	—	—
Sh So	$a\,^2D_3'$—$d\,^4S_2$	$^2D_3'$—$c\,^2D_2$	21.7	1u	H	—	—
Sh B So	$a\,^4P_2$—$c\,^4D_1$	—	04.233	2	H	(0.87), 2.62, 0.87	(0.87), 0.87, 2.62
Sh So	$a\,^2D_3'$—d_3	$^2D_3'$—$c\,^2D_3$	4080.534	1u	H	—	—
Sh K So	$a\,^2D_3$—$c\,^2G_4$	—	75.592	3	H	—	—
Sh	$a\,^4P_2$—$c\,^2D_3$	—	73.27	1	Ex	—	—
B	$^4P_3$—$^4D_2$	—	69.44	0	B	—	—
Sh K So	$2\,^2P_2$—$4\,^2D_2$	—	63.296	4u	H	—	—
Sh K So	$2\,^2P_2$—$4\,^2D_3$	—	62.694	6u	H	(0.00), 1.06	—
Sh	$2\,^2P_2$—$4\,^2F$	—	56.7 [1]	2R	H	—	—
Sh So	$a\,^2D_2'$—$d\,^4S_2$	$^2D_2'$—$c\,^2D_2$	50.656	1	H	—	—
Sh K So	$2\,^2P_1$—$4\,^2D_2$	—	22.667	6u	H	(0.00), 0.82	—
Sh K	$2\,^2P_1$—$4\,^2F_3$	—	15.8	1u	H	—	—
Sh So	$a\,^2D_2'$—d_3	$^2D_2'$—$c\,^2D_3$	10.85	1	Ex	—	—
Sh So	$a\,^2P_2$—$d\,^4S_2$	$^2P_2$—$b\,^2D_2$	03.038	2	H	—	—
Sh	$a\,^2D_2'$—$d\,^4P_3'$	—	3997.93	1u	C	—	—
Sh So	$a\,^2P_2$—d_3	$^2P_2$—$c\,^2D_3$	64.15	1	Ex	—	—
Sh	$a\,^2P_2$—$d\,^4P_3'$	—	51.48	1	C	—	—
Sh So	$a\,^2D_3'$—$d\,^4P_2'$	{ $^2D_3'$—$^4S_2$; γ_3—$a\,^2P_2$ }	46.88	1	Ex	—	—
Sh So	$a\,^2D_3'$—$d\,^4G_4$	—	33.00	1	Ex	—	—
Sh So	$a\,^2D_3'$—$d\,^4D_3$	—	25.274	1	H	—	—

[1]) Diese früher für selbstumgekehrt gehaltene Linie besteht nach Sambursky [409] aus zwei gut separierbaren Komponenten: 4056.78 $2\,^2P_2$—$4\,^2F_4$
4056.38 $2\,^2P_2$—$4\,^2F_3$

Eingeordnet von	Shenstone [298]	Sommer [301]		Mess. von	Sommer [301]	Beals [277]
Sh So	a $^2D_3'$—d $^4F_4'$	—	3921.274 1u	H	—	—
Sh So	a $^4P_3$—c $^2D_3$?	—	3899.1 1u	Ex	—	—
Sh	a $^2D_2'$—d 4P'?	—	88.58 1	C	—	—
Sh So	a $^2D_2'$—d $^4P_2'$	$^2D_2'$—$^4S_2$	81.71 1u	Ex	—	—
Sh	3 $^2P_2$—c $^2P_2'$?	—	62.75 1	Ex	—	—
Sh K So	2 $^2P_2$—4 ^2S	—	61.755 3u	H	—	—
Sh	a $^2F_4$—c $^2G_5$	—	60.467 3	H	—	—
Sh K So	2 $^2P_1$—4 ^2S	—	25.050 3	H	—	—
Sh So	a $^2F_4$—c $^2G_4$	—	20.879 2	H	—	—
Sh So	a $^2P_2$—d $^4D_3$	—	17.50 2	H	—	—
Sh So	a $^2F_4$—d $^4P_3'$	$^2F_4$—a $^2F_4$	13.54 1	H	—	—
Sh So	a $^2P_2$—d $^4G_3$	$^2P_2$—a $^4D_2$	05.30 2u	H	—	—
Sh So	a $^2F_4$—d $^4D_4$	—	00.499 2	H	—	—
Sh So	a $^4D_2'$—d $^4S_2$	$^4D_2'$—c $^2D_2$	3799.88 1	H	—	—
Sh	a $^2F_4$—d $^4F_5'$	—	97.19 1	C	—	—
Sh	a $^4F_3$—b_2	—	85.60 1u	C	—	—
Sh So	a $^4D_3'$—d $^4S_2$	$^4D_3'$—c $^2D_2$	80.05 1	Ex	—	—
Sh	a $^2D_3'$—g_4	—	71.902 2	H	—	—
Sh So	a $^4D_2'$—d_3	$^4D_2'$—c $^2D_3$	64.82 1	Ex	—	—
Sh So	a $^4D_3'$—c_3	$^4D_3'$—$^2F_3'$	59.495 2	H	—	—
Sh	a $^4D_3'$—d_3	—	45.38 1	C	—	—
Sh	a $^2D_3'$—d $^4F_3'$	—	43.38 1	C	—	—
Sh So	a $^4D_3'$—c $^2G_4$	—	41.247 3	H	—	—
Sh So	a $^4D_3'$—d $^4P_3'$	$^4D_3'$—$^2F_4'$	34.23 2	H	—	—
Sh So	a $^4D_3'$—d $^4D_4$	—	21.70 1u	H	—	—
Sh K B So	m $^2D_2$—a $^4P_2'$	—	20.770 2	H	—	—
Sh So	a $^2D_2'$—c $^2S_1$	$^2D_2'$—$^4P_1'$	12.00 1	H	—	—
Sh	a $^4D_1'$—d $^4P_1'$	—	07.16 1u	C	—	—
Sh So	a $^2F_4$—d $^4G_5$	{ $^2F_4$—$^4F_5'$ δ_1—a $^2P_2$ }	00.532 2	H	—	—
Sh So	a $^2D_2'$—h_2	$^2D_2$—$^4F_3'$	3699.1 1u	H	—	—
Sh	a $^2F_4$—d $^4G_4$	—	95.33 1u	C	—	—
Sh K So	2 $^2P_2$—5 $^2D_3$	—	87.5 3u	H	—	—
Sh K So	a $^2F_4$—d $^4F_4'$	—	84.925 1	H	—	—
Sh So	a $^2D_2'$—d $^4F_3'$	$^2D_2'$—$^4F_2'$	84.671 2	H	—	—
Sh So	a $^2P_2$—c $^2S_1$	$^2P_2$—$^4P_1'$	71.969 2	H	—	—
Sh So	a $^2F_3$—c_3	$^2F_3$—$^2F_3'$	65.740 2	H	—	—
Sh	a $^2P_1$—c $^2S_1$	—	64.06 1u	C	—	—
Sh So	a $^2P_2$—h_2	$^2P_2$—$^4F_3'$	59.358 2	H	—	—
Sh	a $^4D_2'$—d $^4P_1'$	—	56.787 1u	H	—	—
Sh So	a $^4D_4'$—c $^2G_5$	a $^2P_2$—E_2	55.865 2	H	—	—
Sh K So	2 $^2P_1$—5 $^2D_2$	—	54.3 2u	H	—	—
Sh So	{ 2 $^2P_1$—5 ^2F? a $^2F_3$—d_3 }	$^2F_3$—c $^2D_3$	52.40 1u	H	—	—
Sh So	a $^4D_2'$—d $^4P_2'$	$^4D_2'$—$^4S_2$	50.864 1	H	—	—
Sh So	a $^2F_3$—c $^2G_4$	—	48.385 2	H	(0.00), 1.05	—
Sh So	a $^2P_2$—d $^4F_3'$	$^2P_2$—$^4F_4'$	45.236 2	H	—	—[1]
Sh	a $^4D_2'$—d $^4G_5$?	—	44.05 2u	Ka	—	—

[1]) Bedreag gibt hier noch als eingeordnet: 3645.7, 3639.6.

Eingeordnet von	Shenstone [298]	Sommer [301]			Mess. von	Sommer [301]	Beals [277]
Sh	$a\,{}^2P_2 - d\,{}^4F_2'$	—	3643.65	1	C	—	—
Sh So	$a\,{}^2F_3 - d\,{}^4P_3'$	${}^2F_3 - {}^2F_4'$	41.693	2	H	—	—
Sh	$a\,{}^2P_1 - d\,{}^4F_2'$	—	35.923	3	H	—	—
Sh So	$a\,{}^4D_3' - d\,{}^4P_2'$	${}^4D_3 - {}^4S_2$	32.56	1	H	—	—
Sh So	$a\,{}^2F_3 - d\,{}^4D_4$	—	29.794	1	H	—	—
So	—	${}^4D_2' - {}^4P_3'$	27.33	2u	H	—	—
Sh K So	$a\,{}^4D_4' - d_3$	${}^4D_4' - c\,{}^2D_3$	24.236	2u	H	—	—
Sh So	$a\,{}^4D_2' - d\,{}^4G_3$	${}^4D_2' - a\,{}^4D_2$	21.248	3	H	(0.00), 1.10	—
Sh So	$a\,{}^4D_4' - c\,{}^2G_4$	—	20.346	2	H	—	—
Sh So	$a\,{}^4D_3' - d\,{}^4D_3$	—	14.216	2	H	(0.00), 1.43	—
Sh So	$a\,{}^4D_4' - d\,{}^4P_3'$	${}^4D_4' - {}^2F_4'$	13.755	3	H	—	—
Sh So	$a\,{}^4D_3' - d\,{}^4F_4'$	—	10.806	2	H	—	—
Sh K B So	$m\,{}^2D_2 - a\,{}^4P_1$	$({}^4P_3' - {}^4D_3')$	09.300	2	H	(0.97), 0.00	(0.91), 0.00
Sh So	$a\,{}^4D_4' - d\,{}^4D_4$	—	02.038	6	H	(0.00), 1.48	—
Sh Ru So	$a\,{}^4D_4' - d\,{}^4F_5'$	$2\,{}^2P_2 - 5\,{}^2S_1$	3599.135	6	H	—	—
Sh K	$2\,{}^2P_2 - 5\,{}^2S$	—	98.01	2u	H	—	—
Sh B Ru So	$m\,{}^2D_3 - a\,{}^4P_3$	—	94.025	2	H	—	0.99
Sh K So	$2\,{}^2P_1 - 5\,{}^2S$	${}^4D_1' - a\,{}^4D_1$	66.14	1u	H	—	—
Sh So	$a\,{}^4D_1' - c\,{}^2S_1$	—	46.45	1u	H	—	—
Sh So	$a\,{}^2F_3 - d\,{}^4P_2'$	${}^2F_3 - {}^4S_2$	44.966	2	H	—	—
Sh So	$a\,{}^2F_3 - d\,{}^4G_4$	—	33.744	4u	H	—	—
Sh K B So	$m\,{}^2D_2 - a\,{}^4F_3$	—	30.388	6	H	(0.00), 1.14	(0.00), 1.20
Sh So	$a\,{}^2F_3 - d\,{}^4D_3$	—	27.487	4	H	—	—
Sh So	$a\,{}^2F_3 - d\,{}^4F_4'$	—	24.240	4	H	(0.00), 1.50	—
Sh	$a\,{}^4D_1' - d\,{}^4F_2'$	—	20.032	4	H	—	—
Sh K So	$a\,{}^2F_3 - d\,{}^4G_3$	${}^2F_3 - a\,{}^4D_2$	17.029	2	H	—	—
Sh K So	$\left\{\begin{matrix} 2\,{}^2P_2 - 6\,{}^2D_3 \\ a\,{}^4D_4' - d\,{}^4G_5 \end{matrix}\right\}$	${}^4D_4' - {}^4F_5'$	12.122	4u	H	—	— [1]
Sh So	$a\,{}^4D_4' - d\,{}^4G_4$	—	07.38	1	Ex	—	—
Sh So	$a\,{}^4F_2 - d\,{}^4S_2$	${}^4F_2 - c\,{}^2D_2$	01.52	1	Ex	—	—
Sh So	$a\,{}^4D_4' - d\,{}^4D_3$	—	01.31	1	Ex	—	—
Sh So	$a\,{}^4D_2' - c\,{}^2S_1$	${}^4D_2' - {}^4P_1'$	00.314	2	H	—	—
Sh So	$a\,{}^4D_4' - d\,{}^4F_4'$	${}^4D_4' - {}^4F_4$	3498.063	2	H	—	—
Sh So	$a\,{}^4D_2' - h_2$	${}^4D_2' - {}^4F_3'$	88.864	2	H	—	—
Sh	$a\,{}^2D_3' - c\,{}^2P_2'$	—	87.565	2u	H	—	—
Sh	$a\,{}^4D_3 - g_4$	—	83.760	4	H	—	—
Sh K	$2\,{}^2P_1 - 6\,{}^2D_2$	—	81.9	1u	Ex	—	—
Sh So	$a\,{}^4D_2' - d\,{}^4F_3'$	${}^4D_2' - {}^4F_2'$	75.998	4	H	—	—
Sh	$a\,{}^4D_2' - d\,{}^4F_2'$	—	74.574	1	H	—	—
Sh So	$a\,{}^4D_3' - h_2$	${}^4D_3' - {}^4F_3'$	72.136	3	H	—	—
So	—	${}^2D_3' - d\,{}^2D_2$	65.40	2u	H	—	—
Sh K	$2\,{}^2P_2 - 6\,{}^2S$	—	63.5	1u	H	—	—
Sh So	$a\,{}^4D_3' - d\,{}^4F_3'$	${}^4D_3' - {}^4F_2'$	59.424	1	H	—	—
Sh K B So	$m\,{}^2D_3 - a\,{}^4P_2$	—	57.856	3	H	—	(0.25, 0.79), 0.33, 0.84
Sh So	$a\,{}^2D_3' - n_4$	${}^2D_3' - a\,{}^2F_4'$	50.335	6	H	—	—
Sh K B So	$m\,{}^2D_2 - a\,{}^4F_2$	—	40.52	3	H	—	0.60
Sh So	$a\,{}^2D_2' - c\,{}^2P_2'$	${}^2D_2' - {}^2S_1$	36.53	1u	H	—	—

[1]) Bedreag gibt hier noch als eingeordnet: 3514.4, 3513.26, 3512.11, 3511.36.

Eingeordnet von	Shenstone [298]	Sommer [301]			Mess. von	Sommer [301]	Beals [277]
Sh K	$2\,^2P_1$—$6\,^2S$	—	3433.98	1	Ex	—	—
Sh So	$a\,^2P_2$—1_1	$^2P_2$—$^2P_1'$	20.16	1u	H	—	—
Sh	$2\,^2P_2$—$7\,^2D_3$	—	14.2		Mu	—	—
Sh K So	$a\,^2P_1$—1_1	$^2P_1$—$^2P_1'$	13.34	2	H	—	—
Sh So	$a\,^2P_2$—$c\,^2P_2'$	$^2P_2$—$^2S_1$	02.222	3	H	—	—
Sh K So	$a\,^4F_3$—c_3	$^4F_3$—$^2F_3'$	3396.324	1	H	—	—
Sh So	$a\,^2P_1$—$c\,^2P_2'$	$^2P_1$—$^2S_1$	95.473	2	H	—	—
Sh	$a\,^2P_1$—$e\,^4D_2$?	$^2F_3$—$^4F_3'$	92.95	2	Ka	—	—
Sh So	$a\,^2F_3$—h_2	—	92.01	1u	H	—	—
Sh	$2\,^2P_1$—$7\,^2D_2$	—	85.4		Sh	—	—
Sh K So	$a\,^4F_3$—d_3	$^4F_3$—$c\,^2D_3$	84.815	2u	H	—	—
Sh So	$a\,^4F_3$—$c\,^2G_4$	—	81.425	3	H	—	—
Sa	—	$^2P_2$—$d\,^2D_2$	81.13	1	Ex	—	—
So	—	$^2D_2'$—$^2P_2'$	80.89	2	Ex	—	—
Sh	$a\,^4F_2$—$d\,^4P_1'$	—	79.69	1	Ex	—	—
Sh So	$a\,^4F_3$—$d\,^4P_3'$	$^4F_3$—$^2F_4'$	75.671	2	H	—	—
Sh K	$a\,^4F_4$—$c\,^2G_5$	—	65.353	4r	H	—	—
Sh So	$a\,^4F_2$—$d\,^4D_3$	—	58.76	1	Ex	—	—
Sh	$a\,^4D_2$—$e\,^4D_3$	—	58.31	1	Ex	—	—
K	$2\,^2P_1$—$7\,^2S$	—	56.7	0	K	—	—
Sh So	$a\,^4D_4'$—$d\,^4F_3'$?	$^4F_2$—$^4P_3'$	54.475	2u	H	—	—
Sh	$2\,^2P_2$—$8\,^2D_3$	—	53.8		Mu	—	—
K So	$2\,^2P_2$—$7\,^2D_3$	$^4F_5$—$^2G_5$	51.23	1	Ex	—	—
Sh So	$a\,^4F_2$—$d\,^4G_3$	$^4F_2$—$a\,^4D_2$	49.287	4u	H	—	—
Sh	$a\,^4D_3'$—$e\,^4D_3$	—	42.85	1u	Ka	—	—
So	—	$^2P_1$—$^2P_2'$	41.18	1	H	—	—
Sh B Ru So	{ $m\,^2D_3$—$a\,^4F_4$ $a\,^4F_5$—$c\,^2G_5$ }	—	37.850	6	H	$\overline{(0.00)}$, $\overline{1.28}$	(0.00), 1.26
Sh K So	$a\,^4F_4$—$c\,^2G_4$	$^4F_4$—$a\,^2F_4'$	35.235	3	H	—	(0), 1.16¹)
Sh So	$a\,^4F_4$—$d\,^4P_3'$	$^4F_4$—$^2F_4'$	29.638	4	H	—	—
Sh	$2\,^2P_1$—$8\,^2D_2$	—	26.2		Mu	—	—
K	$2\,^2P_1$—$7\,^2D_2$	—	23.6		K	—	—
Sh So	$a\,^4F_4$—$d\,^4D_4$	—	19.691	4	H	—	—
Sh So	$a\,^4F_4$—$d\,^4F_5'$	$^4F_4$—$^4G_5$	17.225	4	H	—	—
Sh K	$2\,^2P_2$—$9\,^2D_2$?	—	13.2		Mu	—	—
Sh K So	$a\,^4D_1'$—1_1	$^4D_1'$—$^2P_1'$	11.00	1u	H	—	—
Sh Ru K	$a\,^4F_5$—$d\,^4G_6$	—	07.952	8	H	—	(0), 1.11¹)
Sh K So	$a\,^4F_5$—$d\,^4D_4$	$^2D_3$—$^4F_3$	3292.903	3 R	H	—	—
Sh	$m\,^2D_3$—$a\,^4F_3$	—	92.81	2	Ka	—	—
Sh So	$a\,^4F_3$—$d\,^4P_2'$	$^4F_3$—$^4S_2$	92.392	2	H	—	—
Sh So	$a\,^4F_5$—$d\,^4F_5'$	$^4F_5$—$^4G_5$	90.549	4	H	—	(0), 1.31¹)
K	$2\,^2P_1$—$8\,^2D_2$	—	87.3	?	K	—	—
Sh So	$a\,^4F_3$—$d\,^4G_4$	—	82.716	4	H	—	—
Sh K B So	{ $m\,^2D_2$—$a\,^2F_3$ $a\,^4D_4'$—$e\,^4D_4$ }	—	79.823	3	H	—	(0.00), 1.56
Sh So	$a\,^4F_3$—$d\,^4D_3$	—	77.311	2	H	—	—
Sh K So	$1\,^2S$—$2\,^2P_1$	—	73.967	10R	H	(0.06), 1.34²)	—

¹) Diese Zeeman-Aufspaltungen sind einer Tabelle von Shenstone [298] entnommen.
²) Hier ist wahrscheinlich ein Druckfehler in der Originalarbeit unterlaufen und es muß heißen: (0.66).

Eingeordnet von	Shenstone [298]	Sommer [301]		Mess. von	Sommer [301]	Beals [277]
Sh So	$a\,^4F_3$—$d\,^4G_3$	$^4F_3$—$a\,^4D_2$	3268.278 3	H	—	—
Sh So	$a\,^2F_4$—n_4	$^2F_4$—$a\,^2F_4$	66.014 3	H	—	—
Sh So	{ $a\,^4P_2$—$d\,^4S_2$ $a\,^4D_2'$—$e\,^4D_2$? }	$^4P_2$—$c\,^2D_2$	52.22 2	H	—	—
Sh K Ru So	$1\,^2S$—$2\,^2P_2$	—	47.550 10R	H	$\overline{(0.33)}$, $\overline{1.00}$, 1.67	—
Sh So	$a\,^4F_4$—$d\,^4G_5$	$^4F_4$—$^4F_5'$	43.160 4u	H	(0.00), 1.30	(0), 0.96[1]
Sh So	$a\,^4F_4$—$d\,^4G_4$	—	39.16 1u	H	—	—
Sh So	$a\,^4F_2$—h_2	$^4F_2$—$^4F_3'$	35.712 4	H	0.61	—
Sh So	$a\,^4F_4$—$d\,^4D_3$	—	33.89 2	H	—	—
Sh So	{ $a\,^4F_4$—$d\,^4F_4'$ $a\,^4P_1$—$d\,^4P_1'$ }	—	31.17 4	H	—	(0), 1.24[1]
Sh So	$a\,^4P_1$—$d\,^4P_2'$	$^4P_1$—$^4S_2$	26.60 2u	H	—	—
Sh So	$a\,^4F_2$—$d\,^4F_3'$	$^4F_2$—$^4F_2'$	24.653 3	H	—	(0), 1.94[1]
Sh So	$a\,^4F_2$—$d\,^4F_2'$	$^4P_2$—$^2G_4$	23.424 3u	H	—	(0), 0[1]
Sh	$a\,^4F_5$—$d\,^4P_2'$?	—	23.044 1u	H	—	—
Sh So	$a\,^4P_2$—$d\,^4P_3'$	$^4P_2$—$^2F_4'$	18.23 1u	H	—	—
Sh So	$a\,^4F_5$—$d\,^4G_5$	$^4F_5$—$^4F_5'$	17.64 1u	H	—	—
Sh So	$a\,^4D_1'$—$e\,^4D_1$	$^4P_1$—$^4F_4'$	09.47 1u	H	—	—
Sh K B So	$m\,^2D_2$—$a\,^4D_3'$	—	08.236 4	H	—	(0.19, 0.57), 1.67
Sh K B So	$m\,^2D_2$—$a\,^4D_2'$	—	3194.103 6	H	(0.44), $\overline{1.05}$	(0.39), 1.18
Sh	$a\,^4D_2'$—$e\,^4D_1$	—	71.658 1u	H	—	—
Sh	$a\,^4F_3$—g_4	—	69.690 4u	H	—	—
Sh So	$a\,^4F_3$—h_2	$^4F_3$—$^4F_3'$	60.047 2	H	—	—
Sh K B So	$m\,^2D_2$—$a\,^4D_1'$	—	56.623 3	H	—	(0.31), 1.10
So	—	$^2F_3$—$d\,^2D_2$	51.61 1u	H	—	—
Sh K So	$a\,^4F_3$—$d\,^4F_3'$	$^4F_3$—$^4F_2'$	49.501 2	H	—	—
Sh	$a\,^4P_2$—$d\,^4P_1'$	—	46.821 4u	H	—	—
Sh So	$a\,^4P_2$—$d\,^4P_2'$	$^4P_2$—$^4S_2$	42.434 6	H	0.40	—
Sh So	$a\,^4P_3$—$d\,^4S_2$	$^4P_3$—$c\,^2D_2$	40.318 4	H	—	—
Sh So	$a\,^4P_2$—$d\,^4D_3$	—	28.692 4	H	—	(0), 0.95[1]
Sh So	$a\,^4P_3$—e_3	$^4P_3$—$^2F_3'$	26.106 6	H	—	—
Sh So	$a\,^4P_2$—$d\,^4G_3$	$^4P_2$—$a\,^4D_2$	20.452 2u	H	—	—
Sh So	$a\,^4D_4'$—n_4	$^4D_4'$—$a\,^2F_4'$	18.355 1	H	—	—
Sh So	$a\,^4P_3$—d_3	$^4P_3$—$c\,^2D_3$	16.345 4u	H	—	—
Sh So	$a\,^4P_3$—$c\,^2G_4$	—	13.468 2	H	—	—
Sh K So	$a\,^4P_3$—$d\,^4P_3'$	$^4P_3$—$^2F_4'$	08.603 6r	H	0.51	(0), 1.52[1]
Sh So	$a\,^4P_3$—$d\,^4D_4$	—	3099.922 4	H	—	—
Sh B So	$m\,^2D_3$—$a\,^4D_4'$	—	93.993 6	H	—	(0.00), 1.78
Sh	$a\,^4P_1$—$d\,^4F_2'$	—	88.121 3	H	—	—
—	—	—	85.22		—	—
—	—	—	79.47		—	—
Sh K B So	$m\,^2D_3$—$a\,^2F_3$	—	73.803 4	H	$\overline{0.64}$, $\overline{1.51}$	(0.30), 1.10
Sh K B So	$m\,^2D_2$—$a\,^2P_1$	—	68.912 2	H	—	—
Sh K B So	$m\,^2D_2$—$a\,^2P_2$	$^2D_2$—$^4D_2'$[1])	63.416 6	H	(0.52), $\overline{1.18}$	(0.50), 1.13
Sh	$a\,^4F_3$—$e\,^4D_3$	—	52.52 1	Ex	—	—

[1]) Diese Zeeman-Aufspaltungen sind einer Tabelle von Shenstone [298] entnommen.

Eingeordnet von	Shenstone [298]	Sommer [301]			Mess. von	Sommer [301]	Beals [277]
Sh	$a\,^4F_4-e\,^4D_4$	—	3044.032	2	H	—	—
So	—	$^2F_4-a\,^2G_5$	39.48	1	Ex	—	—
Sh K B So	$m\,^2D_2-a\,^2D_2'$	$^2D_2-{}^4D_2'$ [1]	36.105	6	H	—	(0.42)
Sh So	$a\,^4P_2-c\,^2S_1$	$^4P_2-{}^4P_1'$	30.25	2u	H	—	—
Sh B So	$a\,^4P_3-d\,^4D_3$	—	24.993	2	H	—	—
Sh K So	$a\,^4P_3-d\,^4F_4'$	—	22.608	3	H	—	—
Sh So	$a\,^4F_5-e\,^4D_4$	$^4P_3-{}^4P_3'$	21.56	3r	H	—	—
Sh	$a\,^4F_4-e\,^4D_3$	—	14.84	2u	H	—	—
Sh So	$a\,^4P_2-d\,^4F_3'$	$^4P_2-{}^4F_2'$	12.02	3u	H	—	—
Sh K B So	$m\,^2D_3-a\,^4D_3'$	—	10.840	5	H	(0.00), $\overline{1.15}$	(0.00), 1.19
Sh K B So	$m\,^2D_3-a\,^4D_2'$	—	2998.384	2	H	—	—
Sh B So	$m\,^2D_2-a\,^2D_3'$	—	97.363	4	H	(0.21), (0.68), $\overline{1.85}$	(0.21, 0.68), 1.85
Sh So	$a\,^4D_4'-o_4$	$^4D_4-a\,^2G_4$	82.77	1u	H	—	—
Sh So	$a\,^4D_4'-p_4$	$^4D_4'-a\,^2F_3'$	79.38	2u	H	—	—
Sh So	$a\,^4D_4'-q_4$	$^4D_4'-d\,^2D_3$	78.293	2u	H	—	—
Sh B So	$\left\{\begin{matrix} m\,^2D_3-a\,^2F_4 \\ a\,^4F_2-e\,^4D_1 \end{matrix}\right\}$	—	61.177	6	H	(0.00), $\overline{1.17}$	(0.00), 1.22
Sh K	$2\,^2P_2-c\,^2D_3$	—	51.3	1u	H	—	—
So	—	$^4D_4'-\alpha_4$	25.44	1	Ex	—	—
So	—	$^4F_3-{}^2P_2'$	24.90	1u	H	—	—
Sh K	$a\,^4P_2-e\,^4D_3$	—	23.27	1	Ex	—	—
Sh So	$a\,^4P_1-e\,^4D_2?$	$^4D_4'-a\,^2G_5$	11.21	1u	H	—	—
Sh K B So	$m\,^2D_3-a\,^2P_2$	$^2D_3-{}^4D_2'$ [1]	2882.937	4	H	(0.00), $\overline{1.16}$	(0.00), 1.22
So	—	$^4F_2-d\,^2D_3$	74.59	1	Ex	—	—
Sh K B So	$m\,^2D_3-a\,^2D_2'$	—	58.737	2	H	—	—
Sh	$a\,^4P_3-e\,^4D_4$	—	58.233	1	H	—	—
Sh	$a\,^4P_1-e\,^4D_1$	—	46.49	1	Ex	—	—
Sh K B So	$m\,^2D_3-a\,^2D_3'$	—	24.375	8	H	(0.00), 1.23	(0.00), 1.24
K	$m\,^2D_2-Z$	—	02.66	1	Ex	—	—
Sh So	$a\,^4F_4-o_4$	$^4F_4-a\,^2G_4$	2786.52	1	Ex	—	—
Sh K So	$a\,^4F_4-p_4$	$^4F_4-a\,^2F_3'$	83.55	2u	H	—	—
Sh So	$a\,^4F_4-q_4$	$^4F_4-d\,^2D_3$	82.61	2u	H	—	—
So	—	$^2P_2-\gamma_3$	69.14	1	H	—	—
B So	—	$^2D_2-3\,^2P_1$	68.89	3	H	(0.00), 0.96	—
Sh K B So	$m\,^2D_2-3\,^2P_2$	—	66.388	8	H	—	—
K So	—	$^4F_3-\alpha_4$	51.8	1	H	—	—
K	$m\,^2D_2-3\,^2P_2?$	—	45.43	1	H	—	—
So	—	$^4F_3-a\,^2G_5$	23.95	2	H	—	—
K	$m\,^2D_2-25$	—	20.18	1	Ex	—	—
So	—	$^4F_5-\alpha_4$	02.60	1u	Ex	—	—
K	$m\,^2D_2-26$	—	01.00	1	Ex	—	—
K	$m\,^2D_2-27$	—	2671.20	1	Ex	—	—
Sh So	$a\,^4P_3-\sigma_4$	$^4P_3-a\,^2G_4$	30.002	2	H	—	—
Sh So	$a\,^4P_3-p_4$	$^4P_3-a\,^2F_3$	27.37	1	H	—	—
Sh So	$a\,^4P_3-q_4$	$^4P_3-d\,^2D_3$	26.6	1u	Ex	—	—
Sh K B So	$m\,^2D_3-3\,^2P_2$	—	18.381	10r	H	(0.00), 1.12	—

[1] Einordnung nach Beals [277].

Eingeordnet von	Shenstone [298]	Sommer [301]			Mess. von	Sommer [301]	Beals [277]
So	—	$^4D_1'$—δ_1	2600.43	3u	H	—	—
K So	—	$^4D_4'$—γ_3	2598.86	1	Hu	—	—
So	—	$^4D_3'$—ε_2	44.96	4	H[1]	—	—
Sh So	$2\,^2P_2$—$d\,^4S_2$?	$1\,^2S_1$—$^4P_2$	2494.88	2	Ka	—	—
Sh K B So	$1\,^2S$—$a\,^4P_2$	—	92.142	8	Ha	(0.00), 1.80[4]	(0.39), 1.52
So	—	$^4P_1$—β_2	90.34	1	Hu	—	—
—	—	—	82.60	1	K[2]	—	—
—	—	—	80.13	3	K[2]	—	—
So	—	$^4F_3$—γ_3	73.47	1	H[2]	—	—
—	—	—	70.94	1	K[2]	—	—
—	—	—	61.85	1	K[2]	—	—
—	—	—	61.25	1	K[2]	—	—
—	—	—	55.20	1	K[2]	—	—
Sh K B So	$1\,^2S$—$a\,^4P_1$	—	41.625	6	H	(0), 2.34[3]	(0.00), 2.27
So	—	$^4P_2$—β_2	39.89	1u	H	—	—
So	—	$^4D_3'$—$\zeta_{2,3}$	35.88	1u	H	—	—
Sh K B So	$m\,^2D_2$—e_3'	—	06.661	6	H	—	—
Sh K So	$m\,^2D_2$—d_2'	—	2392.629	8r	H	—	—
—	—	—	84.97	1	K[2]	—	—
—	—	—	83.04	1	K[2]	—	—
K So	—	$^4P_3$—β_2	76.35	2	—	—	—
—	—	—	74.48	2	K[2]	—	—
Sh B So	$m\,^2D_2$—$4\,^2F_3$	—	69.891	6	Mi	(0.00), 1.13	(0.00), 1.33
—	$1\,^2S$—$a\,^4F_2$	—	63.21	1u	HM	—	—
So	—	$^4P_1$—δ_1	56.80		—	—	—
—	—	—	55.93	1u	H	—	—
—	—	—	45.20	3	K[2]	—	—
So	—	$^4P_1$—ε_2	38.69		—	—	—
—	—	—	37.41	2	K[2]	—	—
—	—	—	29.92	2	K[2]	—	—
—	—	—	25.74	3	K[2]	—	—
Sh K B So	$m\,^2D_2$—c_2'	$^2D_2$—$a\,^2P_2$	19.575	4	HM	—	—
—	—	—	12.39	3	K	—	—
Sh K B So	$m\,^2D_2$—$b\,^2F_3$	$^2D_2$—$a\,^2D_3'$	03.134	6	Mi	—	—
—	—	—	00.78	1	K[2]	—	—
Sh K B So	$m\,^2D_3$—c_3'	—	2293.847	3R	HM	—	—
Sh K So	$m\,^2D_3$—d_2'	—	81.09	2	PM	—	—
So	—	$^4F_3$—$\zeta_{2,3}$	78.02	1	Hu	—	—
—	—	—	76.05	2	K[2]	—	—
Sh K So	$m\,^2D_2$—a_1'	$^2D_2$—$a\,^2P_1$	63.11	6R	HM	(0.00), 0.79	—
Sh K B So	$m\,^2D_3$—$4\,^2F$	$^2D_3$—$4\,^2F_{3,4}$	60.51	4	HM	—	—
Sh K B So	$1\,^2S$—$a\,^4D_2'$	—	44.26	2	HM	(0.45), 0.66[3]	—
Sh K So	$m\,^2D_2$—$5\,^2F_3$	—	38.45	2u	HM	—	—
Sh K	$m\,^2D_2$—$b\,^2P_2$	—	36.24	1u	HM	—	—

1) Sommer gibt noch 2526.59.
2) Diese Linien gibt Kichlu [316] als zu Cu I gehörig.
3) Diese Zeeman-Aufspaltungen gibt Shenstone [298].
4) Shenstone [298] gibt hierfür die Aufspaltungen (0), 1.69.

Eingeordnet von	Shenstone [298]	Sommer [301]			Mess. von	Sommer [301] [298]	Beals [277]
Sh Ru So	$m\,{}^2D_3$—$b\,{}^2F_4$	—	2230.10	6R	HM	(0.00), 1.05	—
Sh K So	$m\,{}^2D_2$—$b\,{}^2D_3'$	${}^2D_2$—$a\,{}^2F_3$	27.77	6R	HM	(0.00), 0.79	—
Sh K B So	$1\,{}^2S$—$a\,{}^4D_1'$	—	25.691	2R	HM	(0.91), 1.11 5)	—
Sh K So	$m\,{}^2D_2$—$b\,{}^2P_1$	${}^2D_2$—$a\,{}^2D_2'$	15.68	4R	HM	(0.00), 0.96	—
Sh K B So	$m\,{}^2D_3$—c_2'	${}^2D_3$—$a\,{}^2P_2$	14.59	6R	HM	(0.00), 1.18	—
So	—	${}^2D_2$—c_2	07.28		—	—	—
Sh K B	$m\,{}^2D_2$—$b\,{}^2D_2'$	${}^2D_3$—$a\,{}^2D_3$	2199.76	3R	Sh	(0.00), 1.17	—
Sh So	$m\,{}^2D_3$—$b\,{}^2F_3$	${}^2D_3$—$a\,{}^2D_3'$	99.60	3R	Sh	—	—
—	—	—	89.73		K	—	— 4)
Sh K B So	$1\,{}^2S$—$a\,{}^2P_1$	—	81.71	1u	HM	(0.77), 1.21 5)	—
Sh K B So	$1\,{}^2S$—$a\,{}^2P_2$	—	78.95	1u	HM	(0.43), 0.70,	— 3)
						1.5 5)	—
K	$m\,{}^2D_2$—$6\,{}^2P_2$?	—	75.01	3	Ed	—	—
So	—	${}^2D_2$—e_2	71.75	3u	H	—	—
Sh	$m\,{}^2D_3$—b_4'	—	69.53	2u	HM	—	—
Sh K B So	$1\,{}^2S$—$a\,{}^2D_2'$	—	65.10	1u	HM	(0.45), 0.66 5)	—
Sh So	$m\,{}^2D_3$—$5\,{}^2F$?	${}^2D_3$—$5\,{}^2F_{3,4}$	40.66	2	PM	—	—
Sh K	$m\,{}^2D_3$—$b\,{}^2P_2$	—	38.50	1u	HM	—	—
Sh K So	$m\,{}^2D_3$—$b\,{}^2D_3'$	${}^2D_3$—$a\,{}^2F_3$	30.76	1	HM	—	—
K	$m\,{}^2D_2$—42	—	28.22		P	—	— 3)
Sh K So	$m\,{}^2D_3$—$b\,{}^2P_1$??	${}^2D_3$—$a\,{}^2D_2'$	19.87	0	PM	—	—
B So	—	${}^2S_2$—c_2	12.02	2	H	—	—
Sh	$m\,{}^2D_3$—$b\,{}^2D_2'$	—	05.12		Sh	—	— 3)
B So	—	${}^2D_3$—e_2	2079.47	4u	P	—	—
K	$m\,{}^2D_2$—43	—	69.88		K	—	—
K	${}^2S_1$—21	—	43.71		H	—	— 3)
Sh K B So	$1\,{}^2S_1$—$3\,{}^2P_2$	—	24.33		Sh	—	—
K	${}^2S_1$—$3\,{}^2P_2$?	—	13.00		—	—	—
K	${}^2S_1$—25	—	1999.59		—	—	—
K	${}^2S_1$—26	—	89.07		—	—	—
K	${}^2S_1$—28	—	43.86		—	—	—
K So	$1\,{}^2S_1$—d_2' 1)	—	(1817.2)		—	—	—
K So	$1\,{}^2S_1$—c_2' 1)	$1\,{}^2S_1$—$a\,{}^2P_2$	1774.8		—	—	—
So	—	$1\,{}^2S_1$—$a\,{}^2P_1$	41.6	2)	—	—	—
K	$1\,{}^2S_1$—$b\,{}^2D_3'$ 1)	—	21.8		—	—	—
So	—	$1\,{}^2S_1$—$a\,{}^2D_2'$	13.0	2)	—	—	—
So	—	$1\,{}^2S_1$—c_2	08.5	2)	—	—	—
K	$1\,{}^2S_1$—$b\,{}^2D_2'$ 1)	—	03.7		—	—	—
So	—	$1\,{}^2S_1$—b_2	1692.8	2)	—	—	—
So	—	$1\,{}^2S_1$—e_2	87.2	2)	—	—	—
K	${}^2S_1$—42	—	61.2		—	—	—
—	—	$1\,{}^2S_1$—f_2	58.4	2)	—	—	—

1) Diese von Kichlu angegebenen Linien sind in das Termsystem von Shenstone eingereiht.
2) Diese Zahlen sind von Handke gegeben.
3) Sommer gibt noch als eingeordnet: 2178.13, 2124.1, 2085.22, 2035.74.
4) Ist Cu II nach Shenstone.
5) Diese Zeeman-Aufspaltungen gibt Shenstone [298].

Termtabelle Cu I.

Shenstone [298] und Sommer [301]				Sommer [301] [2]	
62308.0	${}^2S_1$	—95.2	$c\,{}^4D_4$	31772.8	$2\,{}^2P_1$
51105.5	$m\,{}^2D_3$	—640.2	$c\,{}^4D_3$	31524.4	$2\,{}^2P_2$
49062.6	$m\,{}^2D_2$	—1276.4	$c\,{}^4D_2$	19171.1	$2\,{}^2S_1$
—	—	—2164.2	$c\,{}^4D_1$	12957.7	$3\,{}^2P_1$
23289.4	$a\,{}^4P_3$	—2349.5	$c\,{}^2D_3$	12925.0	$3\,{}^2P_2$
22194.0	$a\,{}^4P_2$	—4834.3	a_3	12372.8	$3\,{}^2D_2$
21364.3	$a\,{}^4P_1$	—5663.9	b_2	12365.9	$3\,{}^2D_3$
21398.9	$a\,{}^4F_5$	—8545.3	$d\,{}^4S_2$	9459.5	$3\,{}^2S_1$
21154.6	$a\,{}^4F_4$	—8551.5	$c\,{}^2G_5$	6920.8	$4\,{}^2D_2$
20745.2	$a\,{}^4F_3$	—8690.0	c_3	6917.1	$4\,{}^2D_3$
20005.6	$a\,{}^4F_2$	—8790.2	d_3	6879.3	$4\,{}^2F_{3,4}$ [1])
18794.1	$a\,{}^4D_4'$	—8819.7	$c\,{}^2G_4$	5964.1	$a\,{}^2P_2$
17901.8	$a\,{}^4D_3'$	—8822.6	$d\,{}^4G_6$	5656.4	$a\,{}^2D_3'$
17763.9	$a\,{}^4D_2'$	—8870.1	$d\,{}^4P_3'$	5636.7	$4\,{}^2S_1$
17392.3	$a\,{}^4D_1'$	—8960.1	$d\,{}^4D_4$	4888.9	$a\,{}^2P_1$
—	—	—8982.4	$d\,{}^4F_5'$	4415.5	$5\,{}^2D_2$
18581.9	$a\,{}^2F_3$	—9574.9	$d\,{}^4P_1'$	4413.4	$5\,{}^2D_3$
17344.8	$a\,{}^2F_4$	—9619.1	$d\,{}^4P_2'$	4402.4	$5\,{}^2F_{3,4}$
16487.2	$a\,{}^2P_1$	—9670.7	$d\,{}^4G_5$	4188.1	$4\,{}^2F_3$
16428.8	$a\,{}^2P_2$	—9708.6	$d\,{}^4G_4$	3943.1	$a\,{}^2D_2'$
16135.2	$a\,{}^2D_2'$	—9758.9	$d\,{}^4D_3$	3772.1	$\mathfrak{c}_2$
15709.7	$a\,{}^2D_3'$	—9785.0	$d\,{}^4F_4'$	3747.9	$5\,{}^2S_1$
12925.0	$3\,{}^2P_2$	—9843.1	$d\,{}^4G_3$	3166.2	$\mathfrak{d}_2$
7523.9	e_3'	—10794.6	g_4	3031.2	$\mathfrak{e}_2\,({}^2P_{2,1})$
7280.3	d_2'	—10796.8	$c\,{}^2S_1$	1998.7	$\mathfrak{f}_2$
6278.3	$b\,{}^2F_4$	—10890.7	h_2	—	—
5964.7	c_2'	—19996.5	$d\,{}^4F_3'$	—4834.4	$b\,{}^2D_3$
5656.7	$b\,{}^2F_3$	—11008.4	$d\,{}^4F_2'$	—5664.0	$a\,{}^2D_2$
5027.3	b_4'	—11687.0	$e\,{}^4D_4$	—8431.8	${}^2G_5$
4889.4	a_1'	—12004.6	$e\,{}^4D_3$	—8545.3	$c\,{}^2D_2$
4358.8	$b\,{}^2P_2$	—12801.3?	e_1	—8690.0	${}^2F_3'$
4188.7	$b\,{}^2D_3'$	—12955.4	$c\,{}^2P_2'$	—8790.1	$c\,{}^2D_3$
3944.3	$b\,{}^2P_1$	—12975.5	$e\,{}^4D_2$	—8870.1	${}^2F_4'$
3617.2	$b\,{}^2D_2$	—13264.8?	n_4	—8982.4	${}^4G_5$
—	—	—13756.4	$e\,{}^4D_1$	—9619.1	${}^4S_2$
—	—	—14722.0?	o_4	—9670.6	${}^4F_5'$
—	—	—14760.1?	p_4	—9796.7	${}^4P_3'$
—	—	—14772.4?	q_4	—9843.1	$a\,{}^4D_2$

Sommer [301]		Sommer [301]		Sommer [301]		Sommer [301]	
—10425.3	${}^4P_2'$	—12801.3	${}^2P_2'$	—14722.0	$a\,{}^2G_4$	—18778.1	β_2
—10641.4	$a\,{}^4D_1$	—12955.5	${}^2S_1$	—14760.1	$a\,{}^2F_3'$	—19673.7	γ_3
—10796.9	${}^4P_1'$	—13138.8	$c\,{}^2D_2$	—14772.3	$c\,{}^2D_3$	—20052.4	δ_1
—10890.7	${}^4F_3'$	—13264.8	$a\,{}^2F_4'$	—15545.9	$a\,{}^2G_5$	—21381.4	ε_2
—10996.5	${}^4F_2'$	—13434.1	${}^2P_2'$	—15591.1	α_4	—23138.6	$\xi_{2,3}$

[1]) Sambursky [409] konnte die Werte der Terme $4\,{}^2F_3$ und $4\,{}^2F_4$ einzeln bestimmen zu: 6878.7 und 6881.2.

[2]) Die Buchstaben a, b, c sind statt der Indizes 1, 2, 3 verwandt, die Sommer rechts oben an den Term setzt.

Kichlu [289]	
13393.2	21
12314.	25
12050.	26
11637.	27
10881.	28
3100.	$6\,^2P_2$
2089.	42
766.	43

Cu I. Tabelle der g-Werte. Sommer [301].

Term	beobachtete Mittel	ber.
$^2S_1$	1.99	2.00
$^2P_1$	0.68	0.67
$^2P_2$	1.33	1.33
$^2D_2$	0.85	
$^2D_2'$	0.69	0.80
$a\,^2D_2'$	0.96	
$b\,^2D_3$?	0.69	0.80?
$^2D_3$	1.20	
$^2D_3'$	1.22	1.20
$a\,^2D_3'$	1.17	
$^4P_1$	2.62	2.67
$^4P_2$	1.75	1.73

Term	beobachtete Mittel	ber.
$^4D_1$	0.00	0.00
$^4D_1'$	0.00	
$a\,^4D_2$	1.10	1.20
$^4D_2'$	1.09	
$^4D_3$	1.43	
$^4D_3'$	1.43	1.37
$a\,^4D_3$	1.43	
$^4D_4$	1.42	
$^4D_4'$	1.46	1.43
$a\,^4D_4$	1.48	
$^4F_2$	0.44	0.40

Auch Shenstone [298] erhält einige von den theoretischen Werten abweichende g-Werte:

$$^4P_1:\ 2.5 \pm .1 \qquad 4D_1:\ 0.21 \pm .01$$
$$^2P_1:\ 0.51 \pm .02 \qquad ^4D_2':\ 1.1 \pm .1.$$

Zur Theorie dieses Spektrums siehe außer den hier besprochenen Arbeiten: Bohr [219]. Unregelmäßige Serien behandeln Shenstone u. Russell [422]. Die Theorie von Hicks [285, 314], die von ganz anderen Anschauungen ausgeht, kann hier nicht besprochen werden.

Shenstone [325] sagt, es seien Anzeigen dafür vorhanden, daß außer den beiden bisher gefundenen Systemen, bei welchen 10 bzw. 9 Elektronen sich auf 3_3 Bahnen befinden, noch ein drittes existiere, bei welchem nur 8 Elektronen vorhanden seien.

Cu II. Zehnvalenzelektronensystem mit Singuletts und Tripletts. Auch für die Auffindung von Cu II ist die Hauptarbeit von Shenstone [325] geleistet. Er wird geleitet durch die theoretischen Untersuchungen von Hund, durch die Resultate für

Cu I mit seinen beiden Systemen, endlich durch die Scheidung von Funken- und Bogenlinien und durch Zeeman-Effekte. Die Abhandlung gibt eine Termtabelle und eine Liste von Linien, die aber etwa mit λ 2300 aufhört. Es folgen nur noch einige Linien von Wolfsohn und Mitra, vor allem aber berechnete Linien, die bis λ 1944 heruntergehen. Interessant ist, daß er drei Linien ausrechnet, die bei etwa λ 1466, 1363, 1353 liegen sollen, mit einem möglichen Fehler von 1500 cm^{-1}. Sie sind dann von Lang [336] und von Menzies [338] bei λ 1472, 1368, 1358 gemessen. Auch die übrigen berechneten Linien sind in ausgezeichneter Weise bestätigt worden durch Selwyn [367].

Shenstones Arbeit wird bestätigt und fortgeführt durch Menzies [338]. Er erzeugt das Spektrum durch Explosionen von Kupferdrähten, nimmt als Normalen gut bekannte Linien von C und H, die als Verunreinigungen auftreten, mißt bis zu λ 1911. Es gelingt ihm, den tiefsten Term zu finden und noch einige andere, so daß er noch etwa 50 Linien dem Spektrum anfügen kann. — Es ist schon früher berichtet, daß Burns [371] durch interferometrische Messungen das Kupferspektrum genauer festgestellt hat, daß er hieraus die Terme genauer bestimmt, daß er endlich aus diesen Termen kürzere Wellenlängen berechnet hat. Darunter befinden sich viele der von Shenstone berechneten Linien, und die Übereinstimmung ist vollkommen. Auch Kichlu [289] hat eine große Anzahl kurzwelliger Linien gemessen, ohne zu entscheiden, ob es Cu I oder Cu II sei. Viele erweisen sich nun als Cu II und passen gut zu den von Shenstone und Burns berechneten und von Selwyn gemessenen Linien, nur unter λ 2000 macht sich das Fehlen guter Normalen bei ihm geltend.

Noch eine wesentliche Erweiterung erfährt das Spektrum durch Kruger [361] in der Schumann-Region. Auch er geht wieder von den theoretischen Schlüssen Hunds [258] aus. Zur Erzeugung des Spektrums benutzt er eine Hohlkathode aus Kupfer (nach Schüler), durch welche dauernd He fließt; er photographiert mit Vakuumgitter, welches etwa 12 Å pro Millimeter Dispersion gab. Als Normalen werden Linien von He und H genommen. Er kann eine ganze Menge neuer Terme aufstellen und mehr als 100 Linien zwischen λ 1663 und 724 einordnen. Aus dem Abstand des Grundterms $3d^{10}\,{}^1S_0$ von der Seriengrenze $3d^9\,{}^2D_{\frac{5}{2}}$ erhält er das Ionisationspotential des Cu II zu 20.2 V.

Alle die besprochenen Resultate sind in der folgenden Tab. 4 zusammengestellt. Für die längeren Wellen ist wieder in der ersten Kolonne angegeben, von wem die Linie gemessen und eingeordnet ist, wo Sh = Shenstone, M = Menzies. Dann folgt die Einordnung, die Wellenlänge, wobei wieder meist die Zahlen von Hasbach von den Autoren benutzt wurden, — nur Menzies hat zum Teil eigene Messungen, dadurch kenntlich, daß keine Intensität angegeben ist, — endlich die Zeeman-Effekte, soweit sie beobachtet sind. Bei den kürzeren Wellen sind die Messungen und Rechnungen von Burns, die sich auch in Tab. 1 und 2 finden, herangezogen, ferner Selwyn u. Kichlu. Den Schluß macht Kruger.

Tabelle 4. Cu II.

				Burns vac. Bogen [371]	Zeeman-Effekt [325]
M	$a\,^1P_1$—72026.7	4910.325	2u	—	—
M	$a\,^1D_2$—72029.5	4851.8	1u	—	—
M	$a\,^3D_1$—72027.8	4793.800	2u	—	—
M	$a\,^1F_3$—73636.9	4227.93	2	—	—
M	$a\,^3D_3$—73636.6	4043.50	2	—	—
M	$a\,^3P_0$—72024.6	3982.4	1u	—	—
M	$a\,^3P_1$—72028.3	3839.08		—	—
M	$a\,^3F_3$—73636.9	3686.57	2	—	—
Sh	$a\,^1D_2'$—$b\,^3D_3$	2884.38	1	—	—
Sh	$a\,^1P_1$—$b\,^3D_2$	77.89	5	7.698	(0), 1.19
Sh	$a\,^1D_2'$—$b\,^3D_2$	57.9	0	—	—
Sh	$a\,^3D_1'$—$b\,^3D_2$	37.56	4	7.364	(0), 1.48
Sh	$a\,^1F_3$—$b\,^3D_3$	2769.85	6	9.666	(0), 1.22
Sh	$a\,^1F_3$—$b\,^3D_2$	45.43	5	—	(0), 1.31
Sh	$a\,^1P_1$—$b\,^3D_1$	39.9	1	—	—
Sh	$a\,^3D_2'$—$b\,^3D$	37.5	1	—	—
Sh	$a\,^1D_2'$—$b\,^3D_1$	21.84	5	1.675	(0), 1.31
Sh	$a\,^1P_1$—$b\,^1D_2$	18.96	6	8.775	(0), 1.04
Sh	$a\,^3D_2'$—$b\,^3D_2$	13.66	7	3.505	(0), 1.02
Sh	$a\,^3D_1'$—$b\,^3D_1$	03.34	6	3.184	(0), 0.47
Sh	$a\,^1D_2'$—$b\,^1D_2$	01.12	7	0.963	(0), 1.02
Sh	$a\,^3D_3'$—$b\,^3D_3$	2689.46	7	9.299	(0.57), 1.17
Sh	$a\,^3D_3'$—$b\,^3D_2$	66.44	3	6.288	(0), 0.99
Sh	$a\,^3F_2$—$b\,^3D_3$	20.78	0	0.675	—
Sh	$a\,^1F_3$—$b\,^1D_2$	00.43	6	0.266	(0), 1.30
Sh	$a\,^3F_2$—$b\,^3D_2$	2598.96	5	8.813	(0.82), 0.89
Sh	$a\,^3D_2'$—$b\,^3D_1$	90.68	4	0.526	(0), 1.40
Sh	$a\,^3D_2'$—$b\,^1D_2$	71.91	0	1.746	—
M	$a\,^1F_3$—88943.8	66.46	1u	—	—
Sh	$a\,^3F_4$—$b\,^3D_3$	44.96	10	4.802	(0), 1.11
M	$a\,^3D_2'$—88942.1	38.78	1u	—	—
Sh	$a\,^3D_3'$—$b\,^1D_2$	29.48	6	9.302	(0), 1.03
Sh	$a\,^3F_3$—$b\,^3D_3$	26.73	4	6.589	(0.67), 1.12
Sh	$a\,^3F_3$—$b\,^3D_2$	06.41	8	6.270	(0) 0.98
Sh	$a\,^1D_2$—$a\,^3P_2$	2489.64	7	9.652	(0.86), 1.21
Sh	$a\,^3F_2$—$b\,^3D_1$	85.95	6	5.787	(0), 0.72
Sh	$a\,^3P_1$—$b\,^3D_2$	73.47	5	3.332	(0), 0.83
Sh	$a\,^3F_2$—$b\,^1D_2$	68.58	1	—	—
M	$a\,^1P_1$—92240.4	63.93?	1u	—	—
M	$a\,^3F_2$—88944.9	37.95		—	—
M	$a\,^1D_2{}^1$—92555.8	30.49	1u	—	—
Sh	$a\,^3P_0$—$b\,^3D_1$	24.56	1	4.436	—
M	—	21.94?	1	—	—
M	$a\,^3D_1{}^1$—92552.6	15.93		—	—
Sh	$a\,^3P_2$—$b\,^3D_3$	03.47	4	3.335	(0), 1.08
Sh	$a\,^1D_2$—$a\,^3P_1$	00.10	2	0.112	(0), 0.64
Sh	$a\,^3P_2$—$b\,^3D_2$	2385.06	0	—	—
Sh	$a\,^3P_1$—$b\,^3D_1$	70.88	0	0.885	—

Die Wellenlängen in Klammern sind nur berechnet.

			Burns vac. Bogen [371]	Selwyn [367]	Kichlu [289]	Zeeman-Effekt [325]
Sh	$a^1D_2-a^3F_3$	2369.88 6	9.887			(0), 1.12
M	b^3D_1—130531.2	59.00? 1u	—	—	—	—
Sh	$a^3D_1-a^3P_2$	(56.65 2)	6.638	—	—	—
Sh	$a^3P_1-b^1D_2$	(55.15 0)	5.155	—	—	—
M	a^1F_3—92553.2	48.80 1u	—	—	—	—
M	a^1P_1—94457.4	36.26 2u	—	—	—	—
M	a^3P_1—88942.1	27.343 1	—	—	—	—
M	$a^1D_3{}^1$—94457.0	23.10 1u	—	—	—	—
M	$a^3D_1{}^1$—94457.3	09.61 1u	—	—	—	T P
Sh	$a^3D_2-a^3P_2$	2294.374 5	—	—	—	(0.66). 1.37
Sh	$a^1D_2-a^3P_2$	(92.68 0)	—	—	—	—
M	a^1P_1—95301.2	91.083 2u	—	—	—	—
M	$a^1D_2{}^1$—95300.2	78.449 1u	—	—	—	—
Sh	$a^3D_1-a^3P_1$	76.261 5	—	—	—	(1.0), 0.48, 1.52
Sh	$a^3P_2-b^1D_2$	(74.86 0)	—	—	—	—
M	$a^3D_1{}^1$—95300.8	65.46? 1u	—	—	—	—
M	b^3D_3—130531.5	49.13? 2u	—	—	—	—
Sh	$a^3D_3-a^3P_2$	47.003 10	—	—	—	(0), 1.15
Sh	$a^1D_2-a^3D_3'$	42.621 9	—	—	—	(0), 1.16
M	a^3F_2—92555.7	40.63	—	—	—	—
M	$a^1D_2{}^1$—96232.5	31.04 1u	—	—	—	—
Sh	$a^3D_1-a^3P_0$	(28.88 5)	—	—	—	—
M	$a^3D_2{}^1$—94457.5	26.84 1u	—	—	—	—
M	a^1P_1—96604.2	24.75? 1u	—	—	—	—
Sh M	$a^3D_1{}^1-a^3P_0$	18.107 8	—	—	—	(0), 0.86
M	a^1P_1—96796.5	15.16 2u	—	—	—	—
M	$a^1D_2{}^1$—96600.8	12.85? 1R	—	—	—	—
Sh	$a^1D_2-a^3D_2'$	(10.27 7)	0.295	—	—	—
M	a^3P_0—92245.7	05.62?	—	—	—	—
M	$a^3D_1{}^1$—96601.8	00.57? 1u	—	—	—	—
M	a^3P_0—92449.5	2195.75? 2u	—	—	—	—
Sh	$a^3D_2-a^3F_3$	(92.27 10)	2.260	—	—	—
Sh	$a^1D_2-a^1F_3$	89.631 6	9.621	—	—	(0), 1.50
Sh	$a^3D_1-a^3F_2$	(79.41 8)	9.399	—	—	—
M	a^3P_1—92242.5	61.356 2u	—	—	—	—
M	a^3P_1—92445.4	51.83 1u	—	—	—	—
Sh	$a^3D_3-a^3F_3$	(48.98 4)	8.974	—	—	—
M	a^3P_1—92551.4	46.93	—	—	—	—
Sh	$a^3D_3-a^3F_4$	(35.98 10)	5.976	—	—	—
Sh	$a^1D_2-a^3D_1'$	(34.36 4)	4.355	—	—	—
Sh	$a^3D_2-a^3F_2$	25.047 4	—	—	—	(0.82), 0.89
Sh	$a^1D_2-a^1D_2'$	(22.98 5)	2.966	2.95	—	—
Sh	$a^1D_2-a^1P_1$	(12.09 5)	2.090	2.06	2.02	—
Sh	$a^3D_1-a^3D_2'$	(04.81 3)	4.782	4.80	4.75	—
Sh	$a^3D_3-a^3F_2$	(2085.30 3)	(5.295)	5.33	5.09	—
M	a^3P_2—92552.8	79.94	(9.43)	—	9.31	—
M	a^3F_2—96231.6	70.06	—	—	—	—

Die Wellenlängen in Klammern sind nur berechnet.

			Burns vac. Bogen [371]	Selwyn [367]	Kichlu [289]	Zeeman-Effekt [325]
M	$a\,^3P_0$—95301.1	2066.31 1u	—	—	6.07	—
Sh	$a\,^3D_2$—$a\,^3D_2'$	(54.99 8)	(4.969)	4.98	4.82	—
M	$a\,^3F_2$—96797.5	46.08	—	—	—	—
Sh	$a\,^3D_3$—$a\,^3D_3'$	(43.81 8)	(3.791)	3.80	3.69	—
Sh	$a\,^3D_2$—$a\,^1F_3$	(37.13 6)	(7.116)	7.13	7.01	—
Sh	$a\,^3D_1$—$a\,^3D_1'$	(35.85 7)	(5.84)	5.86	5.71	—
M	$a\,^3P_0$—96234.6	27.19	—	—	—	—
Sh	$a\,^3D_1$—$a\,^1D_2'$	(25.50 5)[1])	(5.475)	5.49	5.33	—
Sh	$a\,^3D_3$—$a\,^3D_2'$	(16.90 1)	(6.885)	6.89	6.85	—
Sh	$a\,^3D_1$—$a\,^1P_1$	(15.58 1)	(5.576)	5.61	5.55	—
Sh M	$a\,^3D_3$—$a\,^1F_3$	(00.348 7)	—	0.35	—	—
Sh	$a\,^3D_2$—$a\,^3D_1'$	(1989.860 2)[2])	—	9.85	9.20	—
Sh	$a\,^3D_2$—$a\,^1D_2'$	(79.971 2)	—	9.97	9.26	—
Sh	$a\,^3D_2$—$a\,^1P_1$	(70.497 0)	—	0.52	—	—
M	$a\,^3P_1$—96795.6	68.20	—	—	—	—
Sh	$a\,^3D_3$—$a\,^1D_2'$	(44.606 2)	—	4.63	3.88	—
M	$a\,^3P_2$—96794.7	11.87	—	—	—	—
		Lang [336]	Menzies [338]			
L M	$I\,^1S_0$—$a\,^1P_1$	1472.48	2.38	—	—	—
L M	$I\,^1S_0$—$a\,^3D_1{}^1$	1368.00	7.92	—	—	—
L M	$I\,^1S_0$—$a\,^1P_1$	58.84	8.76	—	—	—

	Kruger [361]
$3d^9 5p\,^1P_1^0$—$3d^9 6s\,^3D_2$[3])	1663.01 10
$^1D_2^0$—$^3D_3$	60.02 5
$^1D_2^0$—$^3D_2$	56.35 2
$^3D_1^0$—$^3D_2$	49.44 9
$^1F_3^0$—$^3D_3$	21.39 10
$^1F_3^0$—$^3D_2$	17.94 2
$^1P_1^0$—$^3D_1$	(11.16)
$^3D_2^0$—$^3D_3$	10.30 1
$^1P_1^0$—$^1D_2$	08.66 4
$^3D_2^0$—$^3D_2$	06.87 9
$^1D_2^0$—$^3D_1$	04.88 3
$^1D_2^0$—$^1D_2$	02.40 9
$^3D_1^0$—$^3D_1$	1598.41 9
$^3D_1^0$—$^1D_2$	(96.00)
$^3D_3^0$—$^3D_3$	93.56 13
$^3D_3^0$—$^3D_2$	90.19 6

	Kruger [361]
$3d^9 5p\,^3F_2^0$—$^3D_3 6s\,^3D_2$	1569.21 1
$^1F_3^0$—$^1D_2$	66.45 7
$3d^9 4p\,^3F_2^0$—$3d^9 6p\,^3D_2$	65.94 6
$^3D_2^0$—$^3D_1$	58.38 5
$^3D_2^0$—$^1D_2$	(56.05)
$^3F_4^0$—$^3D_3$	41.77 15
$^3D_3^0$—$^1D_3$	40.51 5
$^3F_3^0$—$^3D_3$	35.03 8
$^3F_3^0$—$^3D_2$	31.91 15
$^3F_2^0$—$^3D_1$	19.90 6
$^3P_1^0$—$^3D_2$	19.53 6
$^3F_2^0$—$^1D_2$	17.65 1
$^3P_0^0$—$^3D_1$	1496.72 6
$^3P_2^0$—$^3D_3$	88.72 12
$^3P_2^0$—$^3D_2$ } $^3F_3^0$—$^1D_2$ }	85.67 1

Die Wellenlängen in Klammern sind nur berechnet.

[1]) Diese Linie haben Simon und Dreblow [300] an den Polen des Bogens gefunden und zu 2025.34 gemessen.

[2]) Von hier an λ vac.

[3]) Die Elektronenkonfiguration gilt auch für die jeweils nachfolgenden Kombinationen.

	Kruger [361]	
$3d^9 4p\,^3P_1^0$—$^3D_1 6p\,^3D_2$	1476.10	2
$^3P_1^0$—$^1D_2$	74.03	2
$^3P_2^0$—$^3D_1$	(44.16	)
$^3P_2^0$—$^1D_2$	42.11	1
$3d^9 4p\,^1P_1^0$—$3d^9 7s\,^3D_2$	02.80	1
$^1D_2^0$—$^3D_3$	1399.41	0
$^3D_1^0$—$^3D_2$	93.13	1
$^1F_3^0$—$^3D_3$	71.88	5
$^1F_3^0$—$^3D_2$	(70.58	)
$^1P_1^0$—$^3D_1$	(64.49	)
$^3D_2^0$—$^3D_3$	(63.91	)
$^1P_1^0$—$^1D_2$	63.54	2
$^3D_2^0$—$^3D_2$	62.61	5
$^1D_2^0$—$^3D_1$	59.94	2
$^4D_2^0$—$^1D_2$	59.04	
$3d^{10}\,^1S_0$—$3d^9 4p\,^1P_1^0$	58.81	17
$3d^9 4p\,^3D_1^0$—$3d^9 7s\,^3D_1$	55.35	2
$^3D_3^0$—$^3D_3$	51.88	6
$^3D_3^0$—$^3D_2$	50.61	4
$^3F_2^0$—$^3D_3$	(34.33	)
$^3F_2^0$—$^3D_2$ }	33.09	
$^1F_3^0$—$^1D_2$ }		
$^3D_2^0$—$^3D_1$	26.46	2
$^3D_2^0$—$^1D_2$	25.57	7
$^3F_4^0$—$^3D_3$	14.40	16
$^3D_3^0$—$^1D_2$	(14.18	)
$^3F_3^0$—$^3D_3$	09.51	4
$^3F_3^0$—$^3D_2$	08.35	10
$^3P_1^0$—$^3D_2$	1299.30	6
$^3F_2^0$—$^3D_1$	98.47	6
$^3F_2^0$—$^1D_2$	97.59	1
$^3P_0^0$—$^3D_1$	81.49	2
$^3P_2^0$—$^3D_3$	75.62	8
$^3P_2^0$—$^3D_2$	(74.48	)
$^3F_3^0$—$^1D_2$	74.06	0
$^3P_1^0$—$^3D_1$	66.38	2
$^3P_1^0$—$^1D_2$	65.53	3
$^3P_2^0$—$^3D_1$	(42.78	)
$^3P_2^0$—$^1D_2$	42.01	1
$3d^9 4p\,^1D_2$—$3d^9 6p\,^3D_3^0$	1088.39	2
$^3D_2$—$3F_3^0$	69.18	5

	Kruger [361]	
$3d^9 4p\,^3D_1$—$^3F_2^0 6p\,^3D_3^0$	1066.15	2
$^1D_2$—$^3P_2^0$	65.74	6
$^3D_3$—$^3F_3^0$	58.82	2
$^3D_3$—$^3F_4^0$	55.81	6
$^1D_2$—$^1F_3^0$	54.67	12
$^3D_1$—$^3D_2^0$	52.16	4
$^3D_2$—$^3D_3^0$	49.28	2
$^3D_2$—$^3D_2^0$	39.56	5
$^3D_3$—$^3D_3^0$	39.28	5
$^1D_2$—$^3D_1^0$	36.45	10
$^3D_1$—$^1P_1^0$	31.76	1
$^3D_3$—$^3D_2^0$	29.74	1
$^3D_2$—$^3P_2^0$	28.31	4
$^3D_1$—$^3P_1^0$	22.11	1
$^3D_2$—$^1P_1^0$	19.65	1
$^3D_3$—$^3P_2^0$	18.69	11
$^3D_2$—$^1F_3^0$	18.04	3
$^3D_1$—$^3P_0^0$	12.61	8
$^3D_2$—$^3P_1^0$	10.29	7
$^3D_3$—$^1F_3^0$	08.62	7
$^3D_2$—$^3D_1^0$	01.00	3
$3d^9 4s\,^1D_2$—$3d^9 6p\,^3F_3^0$	992.95	9
$^1D_2$—$^3F_2^0$	97.41	1
$^3D_2$—$^3F_3^0$	60.38	8
$^3D_1$—$^3F_2^0$	58.13	9
$^3D_3$—$^3F_4^0$	48.66	6
$^3D_2$—$^3F_2^0$	47.68	1
$^3D_3$—$^3F_2^0$	39.47	3
$^3D_1$—$^3P_2^0$	10.48	3
$^3D_2$—$^3P_2^0$	01.10	9
$^3D_1$—$^3P_1^0$	899.77	9
$^1D_2$—$^1P_1^0$	94.26	2
$^3D_3$—$^3P_2^0$	93.65	16
$^3D_1$—$^3P_0^0$	92.40	9
$^3D_2$—$^3P_1^0$	90.60	12
$^3D_2$—$^1P_1^0$	67.78	2
$^3D_2$—$^1F_3^0$	65.42	5
$3d^{10}\,^1S_0$—$3d^9 5p\,^1P_1^0$	27.05	10
$^1S_0$—$^3D_1^0$	23.98	9
$3d^{10}\,^1S_0$—$3d^9 6p\,^1P_1^0$	724.62	2

Cu III. Neunelektronensystem mit Dubletts und Quartetts. Über dies Spektrum ist noch sehr wenig bekannt. Nur Kimura u. Nakamura [237] wenden darauf ihre Methode an, im Funkenspektrum die Länge der Linien von der Kathode aus zu messen. Sie finden Linien von zwei verschiedenen Längen, die also Cu II und Cu III zugeschrieben werden, und geben Listen dieser Linien. Leider sind die Angaben nur angenähert, in ganzen A.E., und das genügt bei einem so linienreichen und doch noch

Termtabelle Cu II.

[325]	
$a\,^3D_3$	0,0
$a\,^3D_2$	918.5
$a\,^3D_1$	2069.7
$a\,^1D_2$	4335.7
$a\,^3P_2$	44489.9
$a\,^3P_1$	45987.8
$a\,^3P_0$	46921.2
$a\,^3F_4$	46802.1
$a\,^3F_3$	46519.1
$a\,^3F_2$	47939.3
$a\,^3D_3'$	48912.5
$a\,^3D_2'$	49564.9
$a\,^3D_1'$	51173.3
$a\,^1F_3$	49991.3
$a\,^1D_2'$	51424.3
$a\,^1P_1$	51667.1
$b\,^3D_3$	86083.7
$b\,^3D_2$	86404.6
$b\,^3D_1$	88153.3
$b\,^1D_2$	88435.0

[361] [1])	
$3d^{10}\,^1S_0$	163634.2
$3d^9 4s\,^3D_3$	141709.2
$3d^9 4s\,^3D_2$	140790.7
* $3d^9 4s\,^3D_1$	139639.5
* $3d^9 4s\,^1D_2$	137373.5
* $3d^9 4p\,^3P_2^0$	97219.3
* $3d^9 4p\,^3P_1^0$	95721.4
$3d^9 4p\,^3F_3^0$	95190.1
$3d^9 4p\,^3F_4^0$	94907.1
* $3d^9 4p\,^3P_0^0$	94788.0
$3d^9 4p\,^3F_2^0$	93769.9
$3d^9 4p\,^3D_3^0$	92796.7
$3d^9 4p\,^3D_2^0$	92144.3
* $3d^9 4p\,^1F_3^0$	91717.9
$3d^9 4p\,^3D_1^0$	90535.9
* $3d^9 4p\,^1D_2^0$	90284.9
* $3d^9 4p\,^1P_1^0$	90042.1
$3d^9 5s\,^3D_3$	55625.5
$3d^9 5s\,^3D_2$	55304.6
* $3d^9 5s\,^3D_1$	53555.9
* $3d^9 5s\,^1D_1$	53274.2
$3d^9 5p\,^3F_3^0$	47263.0
$3d^9 5p\,^3F_4^0$	46995.2
$3d^9 5p\,^3F_2^0$	45844.1

[361] [1])	
$3d^9 5p\,^3D_3^0$	45490.3
$3d^9 5p\,^3D_2^0$	44596.8
* $3d^9 5p\,^3P_2^0$	43543.3
* $3d^9 5p\,^1P_1^0$	42717.7
* $3d^9 5p\,^1F_3^0$	42563.3
* $3d^9 5p\,^3P_1^0$	41806.0
$3d^9 5p\,^3D_1^0$	40888.6
* $3d^9 5p\,^3P_0^0$	40884.8
$3d^9 6p 3F_3^0$	36664.4
$3d^9 6p\,^3F_4^0$	36297.4
$3d^9 6p\,^3F_2^0$	35268.7
$3d^9 6s\,^3D_3$	30044.7
$3d^9 6s\,^3D_2$	29910.8
* $3d^9 6p\,^3P_2^0$	29810.4
* $3d^9 6p\,^3P_1^0$	28503.4
* $3d^9 6s\,^3D_1^0$	27975.1
* $3d^9 6s\,^1D_2$	27879.4
* $3d^9 6p\,^3P_0^0$	27582.1
* $3d^9 6p\,^1P_1^0$	25551.7
* $3d^9 6p\,^1F_3^0$	25236.8
* $3d^9 7s\,^3D_3$	18825.9
$3d^9 7s\,^3D_2$	18756.3
* $3d^9 7s\,^3D_1$	16754.7
* $3d^9 7s\,^1D_2$	16703.6

Der Term $3d^{10}\,^1S_0$ ist der Grundterm, wurde aber von Shenstone nicht gefunden.

recht unvollkommen gemessenen Spektrum in vielen Fällen nicht, um sagen zu können, welcher genauer gemessenen Linie ihre Angabe entspricht.

Indessen kann man doch folgendes schließen: Von den 34 für Cu II gegebenen Linien liegen 27 so nahe bei eingeordneten Cu II-Linien, daß man sagen kann, die Auswahl von Cu II ist richtig. Für Cu III werden sogar 53 Linien angegeben, die sich in der folgenden Tab. 5 finden. Vergleicht man sie mit der Liste der Cu II-Linien, so finden sich nur 3 Linien, die Cu II-Linien entsprechen können. Vergleicht man mit der allgemeinen Liste des Cu-Spektrums, wie solche in Bd. VII gegeben ist, so findet man, daß man für die große Mehrzahl entsprechende Linien angeben kann, die von Exner u. Haschek oder Hasbach ausschließlich im Funkenspektrum als schwache Linien gemessen sind. Einige sind überhaupt sonst nicht gemessen. Es ist also sehr wahrscheinlich, daß es sich wirklich um Funkenlinien handelt, und da sie bei Cu II

[1]) Die Termwerte sind bezogen auf den Term $3d^9\,^2D_{2\frac{1}{2}}$ des Cu III. Die mit * bezeichneten Terme haben die Seriengrenze $3d^9\,^2D_{1\frac{1}{2}}$, die übrigen die Grenze $3d^9\,^2D_{2\frac{1}{2}}$. Später hat Lang [336] mit dem Vakuumspektrographen drei Linien gefunden, die Kombinationen der Terme $a\,^3P_1$ bzw. $a\,^3D_1'$ und $a\,^1P_1$ mit dem Grundterm $d^{10}\,^1S_0$ darstellen. So konnte er den Termwert von $^1S_0$ zu —21925 berechnen. Hiernach sind die Shenstonschen Termwerte um diese Zahl zu vermehren.

noch keinen Platz gefunden haben, ist es möglich, daß sie zu Cu III gehören. — In der Tabelle sind ein paar langwellige Linien, die wohl noch ungenauer gemessen sind, für die man jedenfalls keine Repräsentanten unter den schon gemessenen Linien findet, fortgelassen. Bei den kurzwelligen aber sind die ihnen vielleicht entsprechenden Messungen von Exner u. Haschek (E) und Hasbach (H), manchmal Eder, beigefügt.

Über die Termanalyse des Cu III liegt nur eine kurze Notiz von Gibbs u. Vieweg [357] vor. Sie geben an, einige Dubletts, Quartetts und Interkombinationen, die einem $3d^84p \rightarrow 3d^84s$-Übergang entsprechen, identifiziert zu haben. Ferner haben sie Übergänge von $3d^84p$ in die tiefste Konfiguration $3d^9$ ($^2D_{2,3}$) an mehreren Linien bei 800 Å festgestellt.

Tabelle 5. Cu III nach Kimura und Nakamura [237].

Kimura u. Nakamura	Bemerkungen	Kimura u. Nakamura	Bemerkungen
2644	3.90 E, 3.93 H	2509	8.6 E, 8.6 H
09	9.30 E, 9.31 H	05	5.62 H
2593	unbekannt	03	3.10 H
87	unbekannt	01	0.77 H
86	unbekannt	2496	6.11 E, 6.14 H
81	unbekannt	86	6.51 E, 6.56 H
72	1.9 ist Cu II nach Shen.	82	2.34 E, 2.33 H
54	4.4 H	81	unbekannt
53	3.24 E, 3.21 H	78	8.43 H
39	8.8 ist Cu II nach Menz.	66	5.92 E, 5.92 H
35	5.39 H	65	unbekannt
32	2.96 E, 2.90 H	63	3.08 H
31	1.1 E, 1.11 H	62	2,06 H, 2.07 Eder
25	5.0 E, 5.04 H	60	9.37 E, 9.35 H
23	3.16 E, 3.20 H	53	3.05 E, 3.06 H
22	2.36 E, 2.39 H	52	unbekannt
21	1.06 E, 1.07 H	50	unbekannt
19	8.9 E, 8.93 H	47	7.61 H, 7.63 Eder
18	8.46 E, 8.43 H	36	5.872, 5.88 H
17	8.46 E, 8.43 H	31	?
16	6.96 E, 6.94 H	12	2.10 E, 2.11 H
15	6.4 E, 6.46 H	03	Cu II ?
13	3.07 H	2346	6.14 E, 6.17 H
11	1.41 E, 1.39 H		

Damit sind alle eingeordneten Linien des Cu behandelt. Wir sind aber noch weit von einer völligen Aufklärung der Cu-Spektra entfernt: nicht nur, daß für Cu I und Cu II viele Linien strittig sind, es bleiben noch etwa 400 Cu-Linien übrig, über deren Einordnung nichts bekannt ist. Wenn man selbst annimmt, daß 25% davon keine Cu-Linien sind, ist die Zahl der noch aufzuklärenden Linien doch sehr groß.

Zu den Hilfsmitteln zur Erklärung der Spektra gehört die Untersuchung der umgekehrt erscheinenden Linien, und davon ist gerade beim Kupfer in sehr ausgedehntem Maße Gebrauch gemacht worden. Die Literatur darüber ist so ausgedehnt,

und die Verzeichnisse der beobachteten Linien sind so lang — haben doch einzelne mehr als 300 Linien gefunden —, daß nur in aller Kürze die hierher gehörenden Arbeiten zusammengestellt werden können. Man hat, wie immer, sowohl die wirkliche Absorption eines kontinuierlichen Spektrums durch den Dampf benutzt, als die Umkehrungen, die beim Unterwasserfunken und bei explodierenden Drähten auftreten.

Die erste hier zu nennende Arbeit stammt von den Brüdern Bloch [198], welche den Unterwasserfunken untersuchen, dann folgt Grotrian [222]; er erhitzt Cu im Quarzrohr, erreicht daher nur mäßige Temperaturen, etwa 1000°, und erhält nur das Paar 3274, 3247. — Hulburt [235] findet im Unterwasserfunken schon sehr viele L. — Smith [270] läßt Drähte explodieren, kompliziert aber die Erscheinungen dadurch, daß er auf rasch bewegtem Film photographiert, so daß er das Verhalten bei den einzelnen Oszillationen beobachten kann. — Hori [286, 287] findet bei Explosionen schon an 100 umgekehrte Linien. — Zumstein [275] erhält im Kohlerohr zuerst 3274, 3247, bei steigender Temperatur weitere, bei der höchsten Temperatur tritt 2244 auf. Alles sind Linien von Cu I. — Fukuda [312] läßt unter erhöhtem Druck explodieren und findet 296 umgekehrte Linien. — Auch Déchène [283] nimmt explodierende Drähte, untersucht das Gebiet zwischen λ 3600 und 2100. Die Arbeiten von Menzies [337], sowie Duffendack u. Black [354], Stücklen [271] sind schon oben besprochen, ebenso ist gesagt, daß auch Shenstone solche Beobachtungen heranzieht. Auch McLennan und McLay [262] nennen einige Linien, die sie im Gebiet der kurzen Wellen umgekehrt erhalten haben. Eine Reihe weiterer Arbeiten über Unterwasserfunken machen gelegentliche Angaben über Kupferlinien und sollen hier nicht berücksichtigt werden.

Daß der Zeeman-Effekt zur Erkennung der Struktur herangezogen ist, versteht sich von selbst; die Arbeiten von Shenstone, Menzies, Beals, Sommer in dieser Richtung sind bei Besprechung von Cu I und Cu II erwähnt, die Resultate in den Tabellen angeführt. Dazu sind noch zu fügen Arbeiten von Back [218] und Green [374].

Den Starkeffekt haben Nagaoka und Sugiura [244] untersucht, ohne aber wesentlich Neues zu bringen. Sie beobachten an der Anode eines Bogens und finden Verschiebungen nach Violett, außer bei den Linien λ 4022 und 4062, die nach Rot verschoben sind. Bei λ 3654 und 3687 finden sie, im Gegensatz zu allen anderen Autoren, auf der kurzwelligen Seite eine abgelöste Komponente. Dann haben Fujioka und Nakamura [311] die älteren Messungen von Takamine erweitert und einige verbotene Linien gefunden. Nachfolgende Tabelle zeigt ihre Messungen (S. 643).

Von sonstigen Arbeiten über die Linienspektra seien noch erwähnt: Lowery [240] sucht „Pollinien" auf, d. h. Linien, die im oft unterbrochenen Bogen nur in der Nähe der Pole sichtbar sind, wahrscheinlich höherer Ionisation entsprechen. Er findet dabei drei sonst nicht gemessene Linien 3597.8 (2), 3595.3 (1), 3539.1 (0). Shenstone (369] macht auf eine merkwürdige Serie von Termen aufmerksam, die sich aus Messungen von Selwyn ergibt. Chalklin [372] sucht unter den von Millikan u. Bowen [241] gemessenen Linien solche heraus, die eine Serie in der Form $A - \frac{b}{n^2}$ bilden und findet sieben solche. Er bemerkt aber selbst, daß die Intensitäten in ihnen absolut unregelmäßig sind. Diese Serien sind wohl gänzlich bedeutungslos.

Serie	λ	s-Komp. $\Delta\lambda$	i	p-Komp. $\Delta\lambda$	i	E = 10^4 V/cm
2^2P_2—4^2D_2	4063	+0.90	10	+0.90	10	5.1
2^2P_2—4^2F	4056.5	—0.90	3	—0.90	3	5.1
2^2P_1—4^2D_2	4022.67	+0.71	8	+0.80	8	5.1
2^2P_1—4^2F_3	4015.7	—1.24	2	—0.77	2	5.1
2^2P_2—5^2D_3	3687.5	+3.0	3	+5.6	2	5.1
2^2P_2—5^2F	3686.0	+0.2	3	+0.4	3	5.1
2^2P_2—5^2G	3679.7	....		—2.9	2	5.1
2^2P_1—5^2D_2	3654.3	+2.8	2	+4.8	1	5.1
2^2P_1—5^2F	3652.1	0.0	3	0.0	2	5.1
2^2P_1—5^2G	3649	....		—2.7	1	4.2
2^2P_2—6^2D_3	3512.0	+7.6	1	+8.7	1	4.2
2^2P_2—6^2F	3511.8	+1.3	1	+1.4	0.5	4.2
2^2P_2—6^2G	3510.0	—2.1	0.5	....		—

Über kritische Potentiale finden sich viele Angaben. Shenstone [230] nennt als Ionisationspotential 7.8 V, Wahlin [344] 9.42 V, sonst viele kritische Potentiale zwischen 1.38 und 19.86 V; Russell [323] 7.64, 9.15, 9.41. Für Cu II gibt Russell 17.30, 17.56, 20.06, Krüger 20.2 V. Ritschl [421] hat eine neue Anordnung verwandt, bei der die Kingsche Ofenapparatur so verändert ist, daß die Kathode den Potentialabfall des Heizrohrs abschirmt und so günstige Anregungsbedingungen auch für Linien mit kleiner Anregungsspannung gegeben sind. So hat er die Anregungsspannungen einer Anzahl von Cu I-Linien der beiden Systeme bestimmt und den geschätzten Intensitätsanstieg der Linien mit anwachsender Spannung angegeben.

Zur Hyperfeinstruktur der Linien liegt einiges vor. Janicki (Ann. d. Phys. **29**, 833, 1909) hat mit gekreuzten Lummerplatten untersucht, Wali Mohammad ([133] und Astrophys. J. **39**, 185, 1914) mit Stufengitter. Sie fanden die meisten Linien einfach, einige wenige von zwei (oder einem umgekehrten) Satelliten begleitet. Es sind die Linien λ 5782, 5700, 3248, 3274, 4704, 4275. Über diese Aufspaltungen machen Ruark u. Chenault [266] einige Bemerkungen. Siehe dazu auch Back [218], Green u. Wulff [394] und Frisch [393]. Die verwunderlichen Angaben von Stücklen [271] sind schon oben besprochen. Shenstone [412] berichtet von vier Komponenten bei mehreren Linien mit dem oberen Zustand d^9s, $s^4D_{3\frac{1}{2}}$ und schließt auf ein Kernmoment $I = \frac{3}{2}$.

In jüngerer Zeit hat Ritschl [407] die Hyperfeinstruktur einiger Kupferlinien mit einer Schülerschen Hohlkathode und Fabry-Perot-Etalons untersucht. Er findet, daß die Linien λ 5782 und 5700 aus je 5 und λ 5105 aus 4 Komponenten, ferner die Linien λ 2492 und 2441 aus je 4 Komponenten bestehen. Die Resonanzlinien 3274 und 3247 sind doppelt. Man sehe auch Frisch [393] und Ritschl [407, 421]. Dieser gibt auch die Aufspaltung des 2^2P-, des a^4P_1-Terms und des Grundterms 1^2S an.

Einige Arbeiten beschäftigen sich mit Intensitätsmessungen. Nottingham [366] mißt das Intensitätsverhältnis der Linien 3248:3274, findet: 2:1. — Ornstein u. Vermeulen [383] erhalten zunächst einen anderen Wert, dann aber finden sie das gleiche, ebenso Nottingham [403]. — Auch Samburski [408] führt

solche Messungen aus. Allen [416] hat die Intensitäten der a^4D^1—c^4D, a^4F—c^4D, a^4P—c^4D-Quartetts gemessen und ihre Abhängigkeit von der Stromstärke des Bogens bestimmt.

Die anomale Druckverbreiterung einzelner Linien des Kupferbogenspektrums wurde ebenfalls von Allen [415] untersucht.

Röntgenspektrum.

Mit dem Röntgenspektrum von Kupfer beschäftigen sich eine große Anzahl von Arbeiten.

In der bereits von Hjalmar [182] aufgefundenen L-Reihe der Emission messen Siegbahn und Thoraeus [248] und Dauvillier [308] die Hauptlinien neu. Thoraeus [303] und Karlsson [376] erhalten Spektren mit 9 Linien bei recht guter Übereinstimmung. Alle bisher genannten benutzten Fettsäurekristalle, die in diesem Gebiete eine bedeutend größere Dispersion ermöglichen als Strichgitter, mit denen Hunt [315], Kellström [360], Howe [375], sowie Howe und Allen [395] nur die stärksten Linien erhielten. Die bei Allen angegebene Fehlergrenze ist natürlich keine absolute, sondern nur aus der Streuung der Einzelwerte berechnet, wobei der methodische Fehler wesentlich größer sein kann. Dieser Unterschied wird gelegentlich nicht genügend beachtet, vgl. hierzu auch die Notiz von Bäcklin [417]. In diesem Zusammenhang muß auch die Arbeit von Prins und Hanawalt [420] genannt werden, die bei der Änderung des reflektierenden Bereiches, der Ordnung und des Glanzwinkels eine Variation der gemessenen Wellenlänge um ungefähr $5^0/_{00}$ feststellen, die jedenfalls nicht durch ungenaue Ausmessung der Platten vorgetäuscht sein könne. Prins [419] begnügt sich darum mit der Angabe der 2. Dezimale für seinen Wert der $L\alpha$-Linie.

Trotzdem ergibt sich auch hier das Bild, daß die Strichgittermessungen etwas höhere Werte liefern, als die mit Kristallgittern, welche auf der üblicherweise be-

Tabelle 1. Emission, L-Reihe.
Wellenlängen in Å.E.

Kristallgitter						Strichgitter				
Übergänge	Bezeichnung	Siegbahn und Thoraeus [248]	Thoraeus [303]	Dauvillier [308]	Karlsson [376]	Hunt [315]	Kellström [360]	Howe [375]	Howe Allen [395]	Prins [419]
$L_{III} M_I$	l	—	15.19	—	15.26	—	15.26	15.33	—	—
$L_{III} M_I$	η	—	14.83	—	14.87	—	—	14.95	—	—
$L_{III} M_{IV,V}$	α_{12}	13.39	13.308	13.4	13.311	13.6	13.32	13.37	13.326	13.32
Funkenl.	α'	—	13.24	—	13.23	—	—	—	±0.001	—
Funkenl.	α''	—	13.172	—	13.19	—	—	—	—	—
$L_{II} M_{IV}$	β_1	13.10	13.029	—	13.027	—	—	—	—	—
Funkenl.	β'	—	12.99	—	12.96	—	—	—	—	—
Funkenl.	β''	—	12.96	—	12.90	—	—	—	—	—
$L_I M_{II,III}$	$\beta_{3,4}$	—	12.10	—	12.07	—	—	—	—	—

nutzten Gitterkonstante von Kalkspat ($d_{18^\circ} = 3029.45$) beruhen. — Die Angaben
$n = \infty$
von Osgood [320], der mittels Konkavgitters einige Linien erhielt, sind wegen ihrer Unsicherheit hier nicht wiedergegeben.

Präzisionsmessungen in der Emission der K-Reihe mit Kristallgitter liegen vor von Lang [239], Weber [274], Leide [291, 292], Schrör [296], Siegbahn [368], Eriksson[1]) und Wennerlöf [390]. Der Wert von Wennerlöf für die $K\alpha_1$-Linie stimmt mit dem Siegbahnschen sehr gut überein. Siegbahn empfiehlt in [368] seinen Wert wie auch den entsprechenden von Fe und Mo als Referenzlinie 1. Ordnung. — Beuthe [370] und Kawata [377] geben noch schwache Linien neu an.

Auch hier wurde das Spektrum in einigen Fällen mit Strichgitter aufgenommen. Nach der ersten orientierenden Aufnahme von Thibaud [340] erhält Wadlund [343] die Wellenlänge der $K\alpha_1$-Linie nach Vorzerlegung durch Kristallreflexion in völliger Übereinstimmung mit obigen Kristallmessungen innerhalb der angegebenen Fehlergrenzen. Bearden [347] findet dagegen ohne Vorzerlegung für den Schwerpunkt des Dubletts und die β_1-Linie, ähnlich wie die meisten neueren Strichgittermessungen, einen um 0.23% größeren Wert als die besten neueren Messungen mit Kristallen. Diese Diskrepanz ist immer noch nicht eindeutig geklärt; Bearden versuchte in [418] durch eine dritte Methode zu entscheiden, nämlich durch Messung des Brechungsexponenten. Die durch ein rechtwinkliges Quarzprisma erzeugten Spektren — nach Larsson, Siegbahn und Waller, sowie Larsson — dürften jedoch bei so geringer Dispersion trotz kleiner zufälliger Fehler (vgl. obige Bemerkung zur Arbeit Prins u. Hanawalt) kaum zu der von Bearden gezogenen Folgerung berechtigen: „These results thus indicate that the grating measurements of X-ray wave-lengths are definitely in error". Hinzu kommt noch, daß die in der Dispersionsformel benutzten Konstanten nicht mit der erforderlichen Genauigkeit bekannt sind. Es sei hierzu auf die scharfe Kritik Bäcklins [417] verwiesen. Eine Übersicht über sämtliche Messungen bringt Tab. 2 (S. 646).

Ferner befassen sich eine Anzahl Arbeiten mit Einzeluntersuchungen. Siegbahn u. Ray [247] geben für das $\alpha_{1,2}$-Dublett die Wellenlängendifferenz 3.86, Gerlach [216] 3.84, Spencer [413] für den gleichen Wert 3.80 (3.84) X.E. in 1. (2.) Ordnung an. Einige der von Dauvillier [188] angegebenen Funkenlinien wurden von Siegbahn u. Ray [247] nicht wieder aufgefunden und durch Kristallfehler erklärt. Die Linien α_3 und α_4 wurden jedoch von Richtmyer u. Ramberg [384] sowie Richtmyer u. Taylor [385] mit Hilfe eines Doppelkristallspektrometers erneut aufgefunden und getrennt. Auf gleiche Weise wurde die $\beta_{1,2}$-Linie durch Spencer [413] aufgelöst. Auch Dolejšek und Engelmannová [353] geben für den Abstand $\alpha_{3,4}$ 0.9 XE entsprechend $\Delta \sqrt{\frac{\nu}{R}} = 0.007\,(3)$ an.

Für die Untersuchung der Linienstruktur kommen besonders zwei Methoden in Betracht, die beide für die K-Reihe Anwendung fanden. Seljakow, Krasnikow und Stellezky [324], ferner Valasek [388, 389] photometrieren das durch einen guten Kristall bei großer Dispersion erzeugte photographische Spektrum. Die so erhaltenen Ergebnisse stimmen mit denen überein, die mittels aufeinanderfolgender

[1]) Siehe p. 646, Fußnote [3]).

Tabelle 2.

Emission, K-Reihe.

Methode			Kristallgitter, Einkristall Wellenlängen in X.E., bezogen auf Kalkspat: $d_{18^\circ} = 3029.45$ X.E. $n = \infty$								Desgl., Doppelkristall		Strichgitter Wellenlängen in Å.E.				Quarzprisma Å.E.
Übergänge	Bezeichnung	i	Lang [239]	Weber [274]	Leide [291, 292]	Schrör [296]	Siegbahn [368]	Beuthe [370]	Kawata [377]	Wennerlöf [390]	Richtmyer und Taylor (385)	Spencer [413]	Thibaud [304]	Wadlund [343]	Bearden [347]	Bearden [418]
$K L_{II}$	α_2	46.0[1])	1541.19	1541.18	1541.02	1541.15	1541.243[3])	—	—	1541.232[4])	—	—	1.540	—	1.5422	1.536_5
$K L_{III}$	α_1	100[1])	1537.32	1537.30[5])	1537.29	1537.30[5])	1537.396	—	—	1537.395	1537.30[5])	—	±1%	1.5373	±0.0002	±0.001
Funkenl.	α_3	0.25[2])	—	—	—	—	—	—	—	1530.91	1531.15	—	—	±0.0008	—	—
Funkenl.	α_4	0.25[2])	—	—	—	—	—	—	—		1530.15	—	—	—	—	—
$K M_I$	η	[0]	—	—	—	—	—	1407.3	—	—	—	—	—	—	—	—
Funkenl.	β'	3.5										±1.34				
$K M_{II}$	β_2	28 [6])	1389.41	1389.34	1389.29	1389.35	—	—	1389.33[5])	1389.35	—	+0.38	—	—	1.3926	1.388
$K M_{III}$	β_1	56										—			±0.0002	±0.001
Funkenl.	β'' [6])	13										—0.46				
Funkenl.	β''	[0]	—	—	—	—	—	—	1382.17	—	—	—	—	—	—	—
$K M_{IV, V}$	β_5	0.15[1])	—	—	1377.98	—	—	—	—	1378.24	—	—	—	—	—	—

[1]) Nach Meyer [364]. Für $\beta_{2 \cdot 3}$ gibt es 15.8.
[2]) Nach Richtmyer und Taylor [385].
[3]) Dieser Wert von Eriksson, nach Siegbahn, Spektroskopie d. Röntgenstr. 2. Aufl. p. 175.
[4]) Desgl. von Wennerlöf, wie bei [3]).
[5]) Als Normale nach Siegbahn und Dolejšek [206].
[6]) Nach Spencer [413].

Reflexion an zwei Kristallen von Susich [327], Ehrenberg u. Susich [310], Purks [341], Ortner [405] und Spencer [413] erhalten wurden. Die Ergebnisse sind in Tab. 3 zusammengestellt, mit Ausnahme der von Purks, dessen Angaben — mehrere Feinstrukturkomponenten der Linien sowie weit größere Linienbreite — von keinem der anderen Autoren bestätigt werden konnten. Für die β_1-Linie sind aus gleichem Grunde nur die zuverlässigeren Werte von Spencer aufgeführt. Ortner gibt noch an, daß α_2 etwas breiter und unsymmetrisch sei; noch stärker sei dies bei β_1 der Fall, die auch eine — von Spencer aufgelöste, vgl. Tab. 2 — Struktur zu besitzen scheine. Die Breite sei von der Spannung unabhängig.

Tabelle 3. Linienbreiten (Halbweiten) der K-Reihe.

	α_1		α_2		β_1	
	X.E.	Volt	X.E.	Volt	X.E.	Volt
Susich [327]	0.35	1.8	—	—	0.58	3.7
Ehrenberg und Susich [310]						
Valasek [388, 389]	0.19	0.9	0.19	0.9	—	—
Spencer [413]	0.30	1.5	0.38	1.9	0.49	2.6

Die relativen Intensitäten des K-Spektrums werden von mehreren Autoren genauer gemessen. Siegbahn u. Žaček [231] erhalten für $\alpha_1:\alpha_2:\beta_1$ die Intensitätsverhältnisse 100:51.2:25 nach photographischer Methode. Allison u. Armstrong [251] finden mit Ionisationskammer $\beta_1:\beta_2 = 100:2.4$. Am genauesten dürften wohl die Ergebnisse von Meyer [364] sein, ebenfalls nach photographischer Methode, die in Tab. 2 mit aufgenommen wurden. Spencer [413] erhält mit Doppelkristall die Spitzenintensitäten $\alpha_1:\alpha_2 = 2.44$, für die Flächen dagegen 2.06. Kettmann [224], Stumpen [302], Nasledow u. Scharansky [319] sowie Wißhak [391] untersuchen die Linienintensitäten als Funktion der Spannung.

Von den Absorptionsspektren des Kupfers ist bisher nur das Gebiet der K-Kante untersucht worden. Die neueren Arbeiten ergaben meist, daß die Kante nicht ein einfacher Absorptionssprung ist, sondern bei Absorptionsschichten geeigneter Dicke eine ausgeprägte Struktur besitzt. Diese günstigsten Dicken untersuchen Palacios u. Velasco [406], für Cu finden sie 8.5 μ.

Doch seien zunächst die Werte für die Hauptkante zusammengestellt (in XE):

Leide [260, 261]	1377.65
Dolejšek u. Pestrecov [351, 352]	1377.5
Kievit u. Lindsay [378]	1377.8
Lindh [381]	1378.08
Åse (nach Siegbahn, Spektroskopie d. Röntgenstr. 2. Aufl. p. 265)	1377.4.

Ferner benutzt noch Kawata [397, 398] die Absorption von Linien des gleichen Elementes, um die Lage der Kante genauer messen zu können, und findet auf diesem Wege, daß die Kβ_2-Linie gerade mit der Kante zusammenfalle.

Tabelle 4. Sekundärabsorption im Gebiet der K-Kante. Reines Element.

Maxima	Minima	Lindh [381]				Coster und Wolf [350]
		λ	$\Delta\lambda$	Δ V (Volt)	$\Delta\frac{\nu}{R}$	$\Delta\frac{\nu}{R}$
	K_1	1378.08	—	—	—	—
	K_2	1377.0	1.1	7.2	0.5	—
A		—	—	—	—	1.7
	α	1373.3	4.8	31.2	2.3	2.5
B		—	—	—	—	3.6
	β	1368.7	9.4	61.1	4.5	4.7
C		—	—	—	—	6.9
	γ	1360.1	18.0	117.0	8.7	8.9
D		—	—	—	—	12.4
	δ	1350.8	27.3	177.5	13.3	13.1
E		—	—	—	—	15.5
	ε	1345.3	32.8	213.2	16.1	16.3
F		—	—	—	—	17.9
	η	1339.4	38.7	251.6	19.1	20.0

Von den oben erwähnten Strukturuntersuchungen seien genannt: Coster u. Wolf [350], sowie Lindh [381] finden eine Anzahl weiterer Minima auf der kurzwelligen Seite, die sie mit griechischen Buchstaben bezeichnen; erstere Arbeit bringt auch die zwischenliegenden Maxima der Absorption, mit großen lateinischen Buchstaben bezeichnet. Lindh findet dabei außer der normalen Kante K_1 noch eine schwächere K_2. Beider Ergebnisse bringt Tab. 4. Ihre Photometerkurven stimmen sehr gut überein. Die Zahlen von Kievit u. Lindsay [378] sind damit nicht unmittelbar zu vergleichen, da hier von der langwelligen Seite kommend die „Sekundärkanten", also der jeweilige Schwärzungsanstieg, gemessen wird. Man findet sie in Tab. 5.

Tabelle 5. Desgl. nach Kievit und Lindsay [378].

λ	1377.8	1375.8	1374.2	1372.4	1365.3	1363.2	1357.0
$\Delta\frac{\nu}{R}$	—	0.96	1.74	2.64	6.06	7.09	10.11
Δ V	—	13.0	23.6	36	82	96	137
λ	1354.1	1349.5	1348.0	1342.2	1337.0	1329.1	—
$\Delta\frac{\nu}{R}$	11.56	13,9	14.6	17.5	20.2	24.3	—
Δ V	157	188	191	238	273	330	—

Die folgende Tab. 6 gibt den Befund von Lindh hinsichtlich des Einflusses der chemischen Bindung wieder. Schließlich finden Davis und Purks [330] mit Doppelkristallspektrometer für die Weite des Absorptionssprungs 0.70 X.E., was mit der obengenannten doppelten Halbweite der $K\alpha_1$-Linie nach Ehrenberg und Mark übereinstimmt.

Auf die Untersuchungen weicher Strahlung auf indirektem Wege soll hier nicht weiter eingegangen werden, da diese Methoden einerseits bereits bei Elementen

Tabelle 6. Absorptionsspektren chemischer Verbindungen, nach Lindh [381].

Verbindung	Stelle (vgl. Tab. 4)	λ	$\Delta\lambda$ [1]	Δ V [1]	$\Delta \frac{\nu}{R}$ [1]
$CuCl_2$	K	1377.00	1.08	7.0	0.52
	α'	1371.9	6.2	40.3	3.0
	β'	1362.2	15.9	103.4	7.7
$CuSO_4$	K	1376.58	1.50	9.8	0.72
	α'	1372.0	6.1	39.7	2.9

mittlerer Ordnungszahl nicht sehr zuverlässige Ergebnisse liefern, andererseits sie durch die neuere Entwicklung nur noch historischen Wert haben. Sie seien nur kurz genannt. Petry [294] mißt die Geschwindigkeit ausgelöster Sekundärelektronen. Eine größere Anzahl Arbeiten beschäftigt sich mit der Bestimmung von „kritischen Potentialen". So Kurth [210, 211], Mohler u. Foote [217], Horton, Andrewes u. Davies [223], Thomas [273], Compton u. Thomas [280], Chu [255], Andrewes, Davies u. Horton [276], Davies u. Horton [282], Hamer u. Singh [313], Richardson u. Chalklin [342].

Zum Schluß bringen wir in Tab. 7 die Zusammenstellung der Energieniveaus nach Siegbahn, wobei die Namen der Niveaus nach Bohr und Coster gewählt sind, während für die Linienbezeichnungen allgemein die nach Siegbahn benutzt werden.

Tabelle 7. Energiewerte der Röntgenniveaus nach Siegbahn [2]).

Röntgenniveau	K	L_I	L_{II}	L_{III}	M_I	$M_{II,\,III}$	$M_{IV,\,V}$
Opt. Symbol	$1\,^2S_{\frac{1}{2}}$	$2\,^2S_{\frac{1}{2}}$	$2\,^2P_{\frac{1}{2}}$	$2\,^2P_{\frac{3}{2}}$	$3\,^2S_{\frac{1}{2}}$	$3\,^2P_{\frac{1}{2}\cdot\frac{3}{2}}$	$3\,^2D_{\frac{3}{2}\cdot\frac{5}{2}}$
$\frac{\nu}{R}$	661.6 [3])	81.0	70.3	68.9	8.9	5.7	0.4

2. Bandenspektra.

Cu-Banden. Obwohl mehrere neue Untersuchungen über die in der älteren Literatur als Kupferbanden bezeichneten Spektren gemacht worden sind, steht auch jetzt noch nicht eindeutig fest, welche Moleküle Träger der im Cu-Bogen und in Cu-Flammen auftretenden Banden sind. Sicherlich gehört ein Teil der in Band VII p. 360 u. 361 aufgeführten Wellenlängen zum CuH-Molekül, dessen Spektrum im nächsten Abschnitt genauer behandelt wird, während die übrigen Kanten wahrscheinlich teils CuO-Banden und teils Cu_2-Banden sind. Mulliken [265] findet, daß neben den von ihm aufgenommenen Cu-Halogenbanden stets im Roten ein Bandensystem auftritt, das entweder zu CuO oder Cu_2 gehört. Die Banden treten meist paarweise auf und sind nach Rot abschattiert. Die kurzwellige Komponente ist relativ schwach im Gegensatz zu den Angaben älterer Autoren, die keinen bemerkenswerten Intensitäts-

[1]) Gegenüber dem reinen Element.
[2]) Spektroskopie der Röntgenstrahlen, 2. Aufl., Berlin 1931, p. 348.
[3]) Experimentell. Die übrigen berechnet.

unterschied gefunden haben. Die Wellenlängen der gemessenen Kanten sind: λ 6046 (Intens. 1); 6060 (7); 6148 (2); 6163 (8); 6283 (0?); 6296 (2); 6381 (0); 6403 (1); 6435 (3); 6490 (1); 6530 (1); 6547 (2). Außer den drei vorletzten stimmen diese Messungen relativ gut mit denjenigen von Hertenstein [132] überein. Eisenschitz u. Reis [284] experimentieren mit gespaltenen Flammen und stellen fest, daß das Flammenspektrum des Cu aus zwei verschiedenen Spektren besteht, von denen das eine einem Cu-Oxyd und das andere einem sauerstofffreien Träger zuzuordnen ist. Das Oxydspektrum besteht aus diffusen Banden im Violett und Grün mit kontinuierlichem Untergrund und ferner einigen roten Banden. Das O-freie Spektrum dagegen besteht aus scharfen, deutlich aufgelösten Banden im Blau und Violett. Damit sind offenbar die früher nicht richtig gedeuteten CuH-Banden gemeint, wie im folgenden noch näher erörtert werden soll. Mahanti [382] erhält im Cu-Bogen in Luft dieselben Banden, die Mulliken (siehe oben) bei Anregung mittels aktiven Stickstoffes erhielt. Er beschreibt sie genau so wie Mulliken, hält sie für $^2\Sigma \rightarrow {}^2\Sigma$-Übergänge und gibt als Kernfrequenzen für den Anfangs- und Endzustand 620 bzw. 345 cm^{-1}. Endlich sei hier noch eine Arbeit von Zschimmer, Grisar u. Mees [306] erwähnt, die Messungen über die Lichtdurchlässigkeit mit CuO gefärbter Gläser enthält.

CuH-Banden. Das die früher fast allgemein als Cu_2-Banden gedeuteten Spektren in Wirklichkeit Cu-H-Banden sind, wurde erst durch Mulliken [243] eindeutig festgestellt, dem die von Frerichs [221] gemachten Messungen, insbesondere die von Frerichs nicht als solche erkannten Isotopieaufspaltungen, eine sichere Handhabe für die richtige Zuordnung boten. Zwar hat bereits Basquin [72], der die (0.0) Bande 4280 im Bogen in Wasserstoffatmosphäre fand, die richtige Meinung vertreten, doch wurde seine Ansicht von den zahlreichen anderen Autoren [13; 16; 21; 33; 52; 79; 84; 101], die diese Banden für CuO- oder Cu_2-Banden hielten, nicht geteilt. Von den neueren Arbeiten über das CuH-Spektrum sind zweifellos die von Frerichs [221] und von Bengtsson [220] die besten. Zwar sind beide Arbeiten bei Anwendung großer Dispersion mit großer Sorgfalt durchgeführt worden, doch scheint Frerichs neben größerer Vollständigkeit auch noch genauer gemessen zu haben. Im allgemeinen differieren die Messungen der beiden Autoren nur um wenige Zehntel Frequenzeinheiten. Da die Einordnung der Kanten in Niveauschemata bei den beiden Autoren nicht übereinstimmt, seien hier beide angeführt.

Nach Frerichs [221]

v′	v″	Bande	ν_0
0	0	4280	23311.15
0	1	4650	21444.85
1	0	4006	24922.25
1	1	4328	23055.90
1	2	4690	21264.02
2	0	3777	—
2	1	4063	24577.63
2	2	4380	22786.11
2	3	4734	—
3	2	4124	—

Nach Bengtsson [220]

v′	v″	Bande	ν_0
2	3	4690	21264.8
1	2	4650	21445.4
0	1	4607	—
3	3	4456	—
2	2	4379	—
1	1	4280	23311.3
0	0	4328	—
2	1	4006	24922.2
3	1	3777	26444.8

Nach den bereits erwähnten Isotopieeffektuntersuchungen von Mulliken [243] ist zweifellos die Einordnung von Frerichs die richtige. Mulliken berechnet die Rotationsenergie-Isotopieaufspaltung $Cu^{67}H \rightarrow Cu^{65}H$ für einige höhere Glieder (—22 bis —28) des P-Zweiges der (0.0) Bande 4280 und findet gute Übereinstimmung mit den aus den Messungen Frerichs ermittelten Werten; das gleiche gelingt ihm für die Aufspaltung der Bandenlinein $m = -17$ bis $m = -21$ des P-Zweiges der Bande 4328, wo zu der Rotationsenergie- noch eine Oszillationsenergieaufspaltung hinzukommt, die für diese (1.1) Bande etwa 0.06 cm^{-1} beträgt. Bell [252] wiederholt Mullikens Diskussion des Isotopieeffektes und kommt zu gleichen Resultaten wie dieser. Ferner ermittelt er die Größe des Kernabstandes im CuH-Molekül für den Grundzustand zu $r_0 = 1.467 \cdot 10^{-8}$ und für den angeregten Zustand $1.578 \cdot 10^{-8}$ cm. Das hier besprochene Kupferhydridspektrum im Blau und Violett ist nach Rot abschattiert und läßt sich durch folgende Nullinienformel darstellen:

$$\nu(v'v'') = 23311.15 + (1658.81\, v' - 44.71\, v'^2) - (1903.48\, v'' - 37.18\, v''^2).$$

Da jede Teilbande dieses Systems nur einen P- und R-Zweig zeigt, ohne jede Multiplettaufspaltung, handelt es sich hier um einen $^1\Sigma \rightleftarrows {}^1\Sigma$-Übergang. Um die von Frerichs und Bengtsson angewandte Bezeichnung der Rotationslaufzahlen in die heute übliche Bezeichnungsweise zu übersetzen, muß man bei R-Zweigen $K = m - 1$ und bei P-Zweigen $K = m$ setzen.

Ein zweites Kupferhydridbandensystem, das in Absorption auftritt, scheint im Ultravioletten bei 2240 zu liegen, wo Frl. Stücklen [271] eine nach Rot abschattierte Cu-Absorptionsbande im Spektrum des Cu-Unterwasserfunkens gemessen hat. Es gelingt ihr, die Bande in R- und P-Zweige aufzulösen. Sie mißt 58 R-Linien und 42 Glieder des P-Zweiges. Im Cu-Bogen in Luft und bei vermindertem Druck sucht sie diese Bande vergeblich; auch in Wasserstoff von Atmosphärendruck und in der Wasserstoffflamme erscheint sie nicht. Weitere Versuche, diese Bande beim Zünden des Bogens unter Wasser zu erregen, schlugen ebenfalls fehl. Den Bogen in Wasserstoff von vermindertem Druck brennen zu lassen hat sie leider nicht versucht. Die Frequenz der Nullinie berechnet sie zu 44629.1 cm^{-1} und die Trägheitsmomente J_0 und J_1 des normalen und des angeregten Moleküls zu $J_0 = 12.7 \cdot 10^{-40}$, $J_1 = 14.2 \cdot 10^{-40}\, g\, cm^2$. Danach würde das Trägheitsmoment der Bande 2240 etwa dreimal so groß sein als das aus den sichtbaren CuH-Banden nach Frerichs' Angaben berechnete $J_0 = 3.5 \cdot 10^{-40}$, $J_1 = 4.1 \cdot 10^{-40}$. Stücklen glaubt daher als Träger dieser Absorptionsbande ein anderes Kupferhydridmolekül (CuH_2?) annehmen zu müssen, als für die sichtbaren Emissionsbanden. Es ist jedoch wahrscheinlicher, daß die Ursache dieser Diskrepanz in der Bandenanalyse zu suchen ist. Nach Bengtsson u. Hulthén [348] besteht diese ultraviolette Absorptionsbande aus je einem P-, Q- und R-Zweig und ist als ein $^1\Pi \rightleftarrows {}^1\Sigma$-Übergang zu deuten, wobei der Endterm $^1\Sigma$ mit demjenigen der sichtbaren Emissionsbanden identisch ist.

Weiter berichtet Mahanti [401] über ein neues CuH-Bandensystem, das aus sechs Bandenköpfen besteht im Spektralbereich $\lambda\lambda$ 2900—2200. Es besitzt eine andere Struktur als die beiden oben erwähnten. Die Bandenköpfe sind hier nämlich doppelt, woraus hervorgeht, daß der Träger dieses Spektrums ein Molekül mit ungerader Valenzelektronenzahl sein muß; daher deutet der Verf. dieses System als CuH^+-Banden, die

aus neun Zweigen, sechs Hauptzweigen und drei Satellitenzweigen bestehen. Ferner ergaben Intensitätsbeziehungen der Bandenlinien niedriger Quantenzahlen innerhalb der Zweige, daß Q > R > P, das System also einem $^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$-Übergang zuzuordnen ist, wobei das $^2\Pi$-Niveau umgekehrt ist. Die Analyse ergab ferner folgende Molekülkonstanten: $w_0'' = 1874\ \mathrm{cm}^{-1}$, $B_0'' = 3.30\ \mathrm{cm}^{-1}$ und $D_0'' = -4.16 \cdot 10^{-5}$.

Kupferhalogenidbanden. Die in Band VII_1 dieses Werkes besprochenen stark differierenden Messungen von Kupferhalogenidbandenkanten sind durch eine Arbeit von Ritschl [295; 321] völlig überholt worden. Ritschl photographiert die ganze Gruppe CuF, CuCl, CuBr, CuJ in Absorption an einem 3.5 m-Konkavgitter. Als Absorptionsgefäße dienen ihm neben offenen Porzellanrohren evakuierbare Quarzrohre von 15 cm Länge, die bis auf etwa 1200° C elektrisch geheizt werden. Als kontinuierliche Lichtquelle benutzt er eine Wolframpunktlampe. Die teils im Vakuum, teils bei Atmosphärendruck verdampften Cu-Salze zeigen gleiche Absorptionsspektren, einerlei ob Cupri- oder Cuprosalze verwendet werden. Die Vermutung, daß der Träger dieser Banden zweiatomig ist, wird durch die gemessenen Isotopieaufspaltungen der Kanten bestätigt. CuJ-Banden lassen sich nur bei Verdampfen im Vakuum rein erzeugen, da bei Luftzutritt sofort die J_2-Banden neben dem CuJ-Spektrum auftreten infolge teilweiser Zersetzung von CuJ. Auch die Br_2-Banden erscheinen bei Luftzutritt schwach, ohne allerdings zu stören. Eine Auflösung der Bandenkanten in einzelne Linien gelingt selbst bei Anwendung größter Dispersion nicht, wie die bereits früher schon erwähnten Versuche von Frerichs zeigten, der in der zweiten Ordnung eines 6 m-Gitters photographierte.

Da die Tabellen der von Ritschl gemessenen Kanten sehr umfangreich sind, beschränken wir uns hier auf die Angabe der von Birge (Int. Critical Tables V p. 409, 1929) nach den Messungen Ritschls aufgestellten Kantenformeln in moderner Schreibweise:

$Cu^{63}F$, A: $\nu(v', v'') = 17556.7 + (638.33\,v' - 3.488\,v'^2) - (612.84\,v'' - 3.625\,v''^2)$
$Cu^{63}F$, B: $\nu(v', v'') = 19752.9 + (647.62\,v' - 3.725\,v'^2) - (612.84\,v'' - 3.625\,v''^2)$
$Cu^{63}F$, C: $\nu(v', v'') = 20270.9 + (640.88\,v' - 4.188\,v'^2) - (618.70\,v'' - 3.950\,v''^2)$

1) $Cu^{65}F$, B: $\nu(v', v'') = 19752.9 + (645.31\,v' - 3.698\,v'^2) - (610.65\,v'' - 3.599\,v''^2)$
1) $Cu^{65}F$, C: $\nu(v', v'') = 20270.0 + (638.59\,v' - 4.158\,v'^2) - (616.49\,v'' - 3.922\,v''^2)$
$Cu^{63}Cl^{35}$, A: $\nu(v', v'') = 18997.7 + (407.9\,v' - 1.90\,v'^2) - (415.7\,v'' - 1.90\,v''^2)$
$Cu^{63}Cl^{35}$, B: $\nu(v', v'') = 20479.7 + (399.04\,v' - 1.668\,v'^2) - (415.22\,v'' - 1.682\,v''^2)$
$Cu^{63}Cl^{35}$, C: $\nu(v', v'') = 20626.0 + (397.45\,v' - 1.654\,v'^2) - (415.53\,v'' - 1.648\,v''^2)$
$Cu^{63}Cl^{35}$, D: $\nu(v', v'') = 22961.7 + (393.16\,v' - 1.839\,v'^2) - (415.57\,v'' - 1.679\,v''^2)$
$Cu^{63}Cl^{35}$, E: $\nu(v', v'') = 23071.2 + (404.07\,v' - 1.818\,v'^2) - (414.90\,v'' - 1.278\,v''^2)$

1) $Cu^{65}Cl^{35}$, B: $\nu(v', v'') = 20479.7 + (396.84\,v' - 1.649\,v'^2) - (412.93\,v'' - 1.664\,v''^2)$
1) $Cu^{65}Cl^{35}$, C: $\nu(v', v'') = 20626.0 + (395.26\,v' - 1.636\,v'^2) - (413.24\,v'' - 1.630\,v''^2)$
1) $Cu^{65}Cl^{35}$, D: $\nu(v', v'') = 22961.7 + (390.94\,v' - 1.819\,v'^2) - (415.28\,v'' - 1.656\,v''^2)$
1) $Cu^{65}Cl^{35}$, E: $\nu(v', v'') = 23071.2 + (401.84\,v' - 1.798\,v'^2) - (412.61\,v'' - 1.264\,v''^2)$

[1] $Cu^{63}Cl^{37}$, B: $\nu(v', v'') = 20479.7 + (392.05\,v' - 1.610\,v'^2) - (407.94\,v'' - 1.624\,v''^2)$
[1] $Cu^{63}Cl^{37}$, C: $\nu(v', v'') = 20626.0 + (390.48\,v' - 1.596\,v'^2) - (408.25\,v'' - 1.591\,v''^2)$
[1] $Cu^{63}Cl^{37}$, D: $\nu(v', v'') = 22961.7 + (386.27\,v' - 1.775\,v'^2) - (408.29\,v'' - 1.616\,v''^2)$
[1] $Cu^{63}Cl^{37}$, E: $\nu(v', v'') = 23071.2 + (396.99\,v' - 1.755\,v'^2) - (407.63\,v'' - 1.234\,v''^2)$

[1] $Cu^{65}Cl^{37}$, B: $\nu(v', v'') = 20479.7 + (389.81\,v' - 1.591\,v'^2) - (405.62\,v'' - 1.605\,v''^2)$
[1] $Cu^{65}Cl^{37}$, C: $\nu(v', v'') = 20626.0 + (388.26\,v' - 1.578\,v'^2) - (405.92\,v'' - 1.573\,v''^2)$
[1] $Cu^{65}Cl^{37}$, D: $\nu(v', v'') = 22961.7 + (384.07\,v' - 1.755\,v'^2) - (405.96\,v'' - 1.597\,v''^2)$
[1] $Cu^{65}Cl^{37}$, E: $\nu(v', v'') = 23071.2 + (394.73\,v' - 1.735\,v'^2) - (405.30\,v'' - 1.220\,v''^2)$

$Cu^{63}Br^{79}$, A: $\nu(v', v'') = 20489.2 + (295.12\,v' - 1.008\,v'^2) - (312.70\,v'' - 0.800\,v''^2)$
$Cu^{63}Br^{79}$, B: $\nu(v', v'') = 23029.3 + (282.90\,v' - 1.323\,v'^2) - (313.16\,v'' - 0.908\,v''^2)$
$Cu^{63}Br^{79}$, C: $\nu(v', v'') = 23452.4 + (294.78\,v' - 1.423\,v'^2) - (313.83\,v'' - 0.888\,v''^2)$

[1] $Cu^{65}Br^{79}$, A: $\nu(v', v'') = 20489.2 + (292.59\,v' - 0.991\,v'^2) - (310.01\,v'' - 0.786\,v''^2)$
[1] $Cu^{65}Br^{79}$, B: $\nu(v', v'') = 23029.3 + (280.47\,v' - 1.300\,v'^2) - (310.42\,v'' - 0.892\,v''^2)$
[1] $Cu^{65}Br^{79}$, C: $\nu(v', v'') = 23452.4 + (292.25\,v' - 1.398\,v'^2) - (311.13\,v'' - 0.873\,v''^2)$

[1] $Cu^{63}Br^{81}$, A: $\nu(v', v'') = 20489.2 + (293.50\,v' - 0.997\,v'^2) - (310.98\,v'' - 0.791\,v''^2)$
[1] $Cu^{63}Br^{81}$, B: $\nu(v', v'') = 23029.3 + (281.34\,v' - 1.309\,v'^2) - (310.44\,v'' - 0.898\,v''^2)$
[1] $Cu^{63}Br^{81}$, C: $\nu(v', v'') = 23452.4 + (293.16\,v' - 1.407\,v'^2) - (312.10\,v'' - 0.878\,v''^2)$

[1] $Cu^{65}Br^{81}$, A: $(v', v'') = 20489.2 + (290.95\,v' - 0.980\,v'^2) - (308.28\,v'' - 0.778\,v''^2)$
[1] $Cu^{65}Br^{81}$, B: $(v', v'') = 23029.3 + (278.89\,v' - 1.286\,v'^2) - (308.73\,v'' - 0.883\,v''^2)$
[1] $Cu^{65}Br^{81}$, C: $(v', v'') = 23452.4 + (290.61\,v' - 1.383\,v'^2) - (309.39\,v'' - 0.863\,v''^2)$

$Cu^{63}J$, A: $(v', v'') = 19708.2 + (211.05\,v' - 2.215\,v'^2) - (264.93\,v'' - 0.719\,v''^2)$
$Cu^{63}J$, B: $(v', v'') = 21748.3 + (241.8\,v' - 1.88\,v'^2) - (265.4\,v'' - 1.0\,v''^2)$
$Cu^{63}J$, C: $(v', v'') = 21852.2 + (229.17\,v' - 0.528\,v'^2) - (263.90\,v'' - 0.728\,v''^2)$
$Cu^{63}J$, D: $(v', v'') = 22931.6 + (211.86\,v' - 0.917\,v'^2) - (263.83\,v'' - 0.704\,v''^2)$
[2] $Cu^{63}J$, E: $(v', v'') = 23982.7 + (228.28\,v' - 0.954\,v'^2) - (263.81\,v'' - 0.671\,v''^2)$

[1] Diese Formeln sind aus den beobachteten Banden des Hauptisotops berechnet worden; z. B. $Cu^{63}Br^{79}$ ist das Hauptisotop von CuBr für jedes der drei Systeme A, B, C.

[2] Nach Birge (Bull. Nat. Res. Counc. **11** Nr. 57 p. 69, 1926).

Ferner sei noch bemerkt, daß alle diese Banden nach Rot abschattiert sind, und daß alle Systeme desselben Moleküls den gleichen Grundzustand haben.

Bereits vor den Untersuchungen von Ritschl hat Mulliken [265, 242] diese Spektren verschiedentlich zur Prüfung des Isotopieeffekts bei Bandenspektren herangezogen. Mulliken photographiert die Banden bei Anregung mit aktivem Stickstoff in Emission. Die Kanten von CuJ ordnet er ein und verfolgt in diesem Spektrum den Isotopieeffekt quantitativ. Bei CuCl und CuBr weist er auf sein Vorhandensein hin. Die Wellenlängenangaben Mullikens sind im Mittel alle um etwa 0.25 Å.E. größer als die von Ritschl, was darauf zurückzuführen ist, daß Ritschl den äußersten Rand

der Kante mißt, während Mulliken das Fadenkreuz der Meßmaschine auf die intensivste Stelle der Kante einstellt.

Ramaneffekt: Smekal-Ramaneffektuntersuchungen sind von Gerlach [373] an Kupfernitrat, von Mukherjee und Sen-Gupta [365], sowie Hollaender u. Williams [358] an Kupfersulfat ausgeführt worden. Gerlach findet für wasserfreies $Cu(NO_3)_2$ keine meßbaren Ramanlinien, während er für $Cu(NO_3)_2 + 6 H_2O$ $\Delta\nu = 1052.9$ und für $Cu(NO_3)_2 + 9 H_2O$ $\Delta\nu = 1044.4 \pm 0.9\ cm^{-1}$ erhält, die wahrscheinlich dem NO_3-Ion zukommen. Die Messungen an kristallinem und wässerigem Kupfersulfat liefern für $CuSO_4 \cdot 5 H_2O$ (kristallin) $\Delta\nu = 1671$; 975; 853; 980 cm^{-1} und für $CuSO_4 \cdot 5 H_2O$ (wässer. Lös.) $\Delta\nu = 1671$; 1472; 975; 607; 980 und 729 cm^{-1}, die wohl dem SO_4-Ion zuzuordnen sind.

Abgeschlossen 1. 6. 1932.

